ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 10 MAI 1948.

PRÉSIDENCE DE M. HENRI VILLAT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** informe l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de la Pentecôte, la prochaine séance publique aura lieu le mercredi 19 mai au lieu du lundi 17.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une propriété caractéristique des systèmes orthonormaux complets; généralisation.* Note (*) de M. **Gaston Julia.**

Dans un espace unitaire E_n à n dimensions, tout système orthonormal complet (ε_i) (en abrégé ONC) possède la propriété exprimée par l'égalité

$$|X|^2=\sum_{i=1}^{n}|(\varepsilon_i, X)|^2, \tag{1}$$

valable pour tout vecteur X *de* E_n; $|X|$ est la longueur de X, et (ε_i, X) le produit scalaire de ε_i et X. Dans quelle mesure cette propriété caractérise-t-elle les systèmes ONC ? On va le voir dans la présente Note.

1. Soit (ε_i), $(i=1, 2, \ldots, n)$, un système quelconque satisfaisant à (1) pour tout X de E_n. La variété linéaire fermée $[\varepsilon_1, \ldots, \varepsilon_n]$, sous-tendue par les ε_i, est identique à E_n, sans quoi un vecteur $X\neq 0$, orthogonal à cette variété, mettrait (1) en défaut; les ε_i sont donc *indépendants.* Soit (η_k) le système *dual* des (ε_i) : $(\varepsilon_i, \eta_k)=\delta_{ik}$. On a, par (1) appliquée à η_k, $|\eta_k|^2=1$. Par (1) appliquée à ε_i on a $|\varepsilon_i|\leqq 1$. Or $1=(\varepsilon_i, \eta_i)\leqq|\varepsilon_i|.|\eta_i|=|\varepsilon_i|$, par le lemme de Cauchy-Schwarz. Donc $|\varepsilon_i|=1$. Alors $1=(\varepsilon_i, \eta_i)=|\varepsilon_i|.|\eta_i|$ exige $\eta_i=k_i\varepsilon_i$, (k_i scalaire), et $(\varepsilon_i, \eta_i)=k_i|\varepsilon_i|^2=k_i$ donne $k_i=1$ et $\varepsilon_i=\eta_i$. Donc $(\varepsilon_i, \varepsilon_k)=\delta_{ik}$ et le système (ε_i) est ONC. La propriété (1), valable pour n vecteurs de E_n, *caractérise les systèmes* ONC *de* E_n.

2. La propriété (1) n'est certainement pas valable pour un système de

---

(*) Séance du 3 mai 1948.

vecteurs ε_i en nombre $< n$, car un tel système est incomplet et un vecteur $\neq 0$, orthogonal à tous les ε_i, la met en défaut. Mais on trouve aisément des systèmes de $n+p$ points de E_n, quel que soit $p > 0$, pour lesquels elle est encore valable. On va *déterminer tous ces systèmes*.

Soit (ε_i), $(i=1, 2, \ldots, n+p)$, un système de E_n pour lequel on a

$$(2) \qquad |X|^2 = \sum_1^{n+p} |(\varepsilon_i, X)|^2$$

pour tout X de E_n. Il y a parmi eux *n vecteurs indépendants*, sans quoi un vecteur $\neq 0$ de E_n, orthogonal à tous les ε_i, mettrait (2) en défaut. *Immergeons l'espace* E_n *dans un espace unitaire* E_{n+p}, à $n+p$ dimensions, et appelons E_p *l*a variété complémentaire de E_n dans $E_{n+p}(E_p = E_{n+p} \ominus E_n)$. Dans E_{n+p}, pourvu d'une base ONC arbiraire $(e_1, \ldots, e_{n+p})$, définissons l'opérateur A, pour tout X de E_{n+p}, par $Y = AX = \sum_1^{n+p} e_i(\varepsilon_i, X)$.

Dans E_p, A est nul. Si X décrit E_n, $Y = AX$ décrit une variété linéaire E'_n, de façon que $|AX| = |X|$ à cause de (2). A, isométrique dans E_n, y conserve l'indépendance des vecteurs, donc E'_n *a n dimensions* et sa correspondance avec E_n est biunivoque. Soit U un opérateur unitaire de E_{n+p} transformant E'_n en E_n et $E'_p = {}_{n+p} \ominus E'_n$ en E_p. Alors UA transforme E_n en E_n isométriquement, et E_p en O. UA se réduit dans E_n à un *opérateur unitaire de* E_n, soit u. Soit U_1 l'opérateur unitaire de E_{n+p} *se réduisant à u dans* E_n *et à* 1 *dans* E_p. $U_1^{-1}UA$ est nul dans E_p; il se réduit dans E_n à $u^{-1}UA = u^{-1}u = 1$. C'est donc le *projecteur* P, de E_{n+p}, *qui projette orthogonalement sur* E_n. On en déduit $A = U^{-1}U_1P = U^*U_1P$, où $U^* = U^{-1}$ est l'adjoint de U. J'ai montré d'autre part ([1]) et l'on vérifie immédiatement, que l'adjoint A^* de A dans E_{n+p} est défini par

$$Z = A^*X = \sum_1^{n+p} \varepsilon_i(e_i, X);$$

d'où $\varepsilon_i = A^*e_i$, $(i=1, 2, \ldots, n+p)$. Or $A^* = PU_1^*U$, donc $\varepsilon_i = PU_1^*Ue_i$. L'opérateur U_1^*U est *unitaire dans* E_{n+p}; donc les $e'_i = U_1^*Ue_i$ sont un système ONC de E_{n+p} et l'on a $\varepsilon_i = Pe'_i$. *Tout système* (ε_i) *de* E_n, *vérifiant* (2) *pour tout vecteur* X *de* E_n, *est la projection orthogonale sur* E_n *d'un système* ONC(e'_i) *de* E_{n+p}. *La réciproque est vraie*, car si $X \in E_n$, on a $(Pe'_i, X) = (e'_i, X)$ et par conséquent $\Sigma|(Pe'_i, X)|^2 = \Sigma|(e'_i, X)|^2 = |X|^2$.

La condition (2) *caractérise les projections sur* E_n *des systèmes* ONC *de* E_{n+p}. Lorsqu'un tel système ONC est formé d'une base ONC de E_n et d'une

---

([1]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 733-736.

base ONC de E_p, sa projection sur E_n fournit les n vecteurs d'un système ONC de E_n, et p vecteurs nuls, c'est la solution du n° 1.

3. Le résultat du 2 peut s'établir aussi à partir d'une propriété que j'ai donnée antérieurement ([2]) pour caractériser, dans l'espace hilbertien ou unitaire, tout système de vecteurs d'un sous-espace qui est projection sur ce sous-espace d'un système ON de l'espace primitif.

Adaptée au problème actuel, la condition est la suivante : *La condition n. et s. pour que le système* (ε_i) $(i=1, 2, \ldots, n+p)$ *de* E_n *soit la projection sur* E_n *d'un système* ON *de* E_{n+p} *est que la forme hermitienne* $\sum_1^{n+p}|x_i|^2-\left|\sum_1^{n+p}x_i\varepsilon_i\right|^2$ *soit non négative et de rang* $\leqq p$. Or, on a pour tout point ξ de E_n,

$$|(\Sigma x_i\varepsilon_i, \xi)|^2=|\Sigma \bar{x}_i(\varepsilon_i, \xi)|^2\leqq(\Sigma|x_i|^2)(\Sigma|(\varepsilon_i, \xi)|^2)=(\Sigma|x_i|^2)|\xi|^2,$$

en tenant compte de (2); d'où, pour $\xi=\Sigma x_i\varepsilon_i$, $|\Sigma x_i\varepsilon_i|^2\leqq\Sigma|x_i|^2$, l'égalité correspondant au seul cas $x_i=\lambda(\varepsilon_i, \xi)$, λ scalaire quelconque. Lorsque ξ décrit E_n, on montre que le point de coordonnées $x_i=(\varepsilon_i, \xi)$ $(i=1, 2, \ldots, n+p)$, décrit dans E_{n+p} une variété ayant exactement n dimensions, car il y a *n vecteurs* ε_i *indépendants*. La variété des zéros $(x_1, \ldots, x_{n+p})$ de $\Sigma|x_i|^2-|\Sigma x_i\varepsilon_i|^2$, dans E_{n+p}, ayant exactement n dimensions, le rang de cette forme est exactement p. Il existe donc un système orthonormal $(e'_1, \ldots, e'_{n+p})$ de E_{n+p} (ce système est donc *complet dans* E_{n+p}), dont les ε_i sont la projection sur E_n, ce qui est le résultat du n° 2.

4. La propriété actuelle (n°s 1 et 2) admet une propriété *corrélative* et elle s'étend à l'espace hilbertien, comme on le verra prochainement.

CHIMIE INDUSTRIELLE. — *Application de l'électrolyse à la prise directe des laitiers.* Note (*) de MM. **Pierre Jolibois** et **Albert Nicol.**

Le plus souvent, les phénomènes de séparation par électrolyse sont utilisés au dépôt des métaux ou à l'isolement des éléments. Nous avons insisté à plusieurs reprises sur la mise en liberté des acides à l'anode et des bases à la cathode que nous considérons comme le phénomène élémentaire de l'électrolyse. On peut faire de cette idée une application à la prise du laitier.

Cette substance, qui est un résidu abondant des opérations métallurgiques, peut être mélangée à l'eau sans faire prise. Il faut, pour que ce phénomène se produise, lui adjoindre une matière alcaline, soit la chaux libre, soit le ciment de Portland qui, au cours de son hydratation, donne naissance à un excès de chaux.

([2]) Rapprocher les 3 Notes suivantes : *Comptes rendus,* **218**, 1944, p. 892-895; **219**, 1944, p. 8-11; **221**, 1945, p. 317-319.

(*) Séance du 3 mai 1948.

Nous avons résolu ce problème d'une manière différente en mettant à profit l'apparition de milieu alcalin par électrolyse.

Le dispositif expérimental consiste à noyer des électrodes filiformes à l'intérieur d'une pâte formée de poudre de laitier et d'une solution d'un sel alcalin ou alcalino-terreux.

On plonge cette pâte supportée par ces électrodes dans un bac où se trouve une anode en charbon et l'on relie au pôle négatif d'une source continue les armatures métalliques de la pâte.

Au bout d'un certain temps, de l'ordre de quelques heures, la masse du ciment est solidifiée et présente les caractères d'un ciment ayant subi la prise.

Les sels qui nous ont paru les plus efficaces sont le gypse pulvérisé ou le chlorure de sodium que nous avons également employés, associés l'un à l'autre.

Nous avons, par exemple, réalisé une pâte avec un laitier granulé passant avec un refus de 3 % au tamis de 4900 mailles par centimètre carré avec 10 % de gypse et 1 % de chlorure de sodium.

Composition du laitier : SiO_2 : 30,32, CaO : 45,30, Al_2O_3 : 16,35, Fe_2O_3 : 1,71, TiO_2 : 0,69, MgO : 5,43, S : 0,78, MnO : 0,65.

Après un temps de passage de six heures d'un courant de 17 milliampères sous 25 volts pour une pâte occupant 20^{cm^3} et un séjour dans l'eau de 24 heures, 3 jours, 28 jours, nous avons obtenu un ciment ayant une résistance à l'écrasement de 60 kg/cm², 122 kg/cm², 320 kg/cm². La quantité d'électricité ainsi utilisée est faible.

Nous voyons dans ce procédé une technique qui permet de s'affranchir des cuissons à haute température; les substances utilisées sont ainsi des produits naturels ou des résidus de fabrication. D'autre part, les produits obtenus sont fabriqués sans chaux libre, dont la présence dans le ciment ordinaire provoque pour les travaux à la mer une action destructrice bien connue. Il est bien certain que l'on doit pour chaque forme d'objet étudier la répartition des électrodes dans la masse de la pâte, de façon à utiliser au maximum la mise en liberté des produits de l'électrolyse qui amorcent la prise du laitier et à éviter les courants parasites dont l'action ne serait pas employée à fabriquer les produits nécessaires à la prise.

Ce procédé utilise de l'énergie sous forme d'électricité, mais s'affranchit totalement de la consommation du charbon dans la fabrication du ciment.

MYCOLOGIE. — *Nouvelles réussites culturales sur les* Termitomyces. Note de M. Roger Heim.

Dans plusieurs Notes et Mémoires, publiés de 1938 à 1942, et résumés dans une mise au point parue dans la *Revue Scientifique* (1), nous avons repris

(1) *Les Champignons des termitières. Nouveaux aspects d'un problème de Biologie et de Systématique générales* (*Rev. Scient.*, 80, n° 3205, 1942, p. 69-86).

l'examen des divers problèmes posés par les Champignons qu'on a prétendu cultivés méthodiquement, sélectivement et régulièrement par les Macrotermites, en Asie Méridionale, en Insulinde, en Océanie, en Afrique intertropicale. L'une des questions essentielles auxquelles nous nous sommes attaché était la reconstitution précise du cycle de ces Macromycètes dont le premier et minuscule stade — la mycotête —, levuroïde, cavernicole, sur meules souterraines de la termitière, conduisait dans des conditions favorables à un primordium souterrain produisant directement une longue et grêle pseudorhize, bientôt visiblement fertile à son extrémité, apte à traverser le dur ciment du nid et la terre qui le recouvre, favorisée dans son érection par un perforatorium sommital, qui deviendra le mamelon central, généralement épais et puissant, du chapeau. Ce dernier est l'aboutissement de cette pseudorhize, la terminaison apicale portée vers la lumière par celle-ci, qui s'y épanouit sous forme d'un Agaric dont nous avons précisé la nature et la position taxonomique. Nous avons ainsi établi plusieurs faits d'ordre mycologique et biologique qui paraissent aujourd'hui définitivement acquis :

1° Les mycotêtes s'identifient à des primordiums d'Agarics, adaptés à des conditions de vie très particulières, notamment cavernicole; 2° les Agarics termitophiles stricts, venant sur meules souterraines *habitées* par des *Macrotermes*, appartiennent à un genre bien distinct de tous les genres connus d'Agarics (notamment de ceux dans lesquels les auteurs les avaient successivement et à tort inclus), coupure que nous avons nommée *Termitomyces;* 3° *tous* les *Termitomyces* sont étroitement liés à ces mêmes conditions très particulières d'habitat; 4° *tous* les Agarics liés aux meules de termitières vivantes, et produisant des mycotêtes cavernicoles, sont des *Termitomyces;* 5° il existe plusieurs espèces de *Termitomyces*, liées respectivement à des termitières de nature différente et possédant en commun des particularités que nous avons définies, mais se différenciant les unes des autres, non seulement par la nature précise de leur support, mais par leur physionomie, leurs voiles, les couleurs du pileus et du stipe, leurs dimensions, les réactions oxydasiques de leur chair.

En 1939, à Kindia (Guinée française), à partir des blastospores provenant des mycotêtes naturelles du *Termitomyces striatus* (Beeli), croissant sur meules souterraines construites par le *Pseudacanthotermes militaris* Hagen, nous avons pu obtenir pour la première fois, sur milieu gélosé-glucosé-peptoné, des cultures de mycotêtes dont la structure s'est révélée identique à celle des mêmes formations naturelles. Ces mycotêtes artificielles étaient groupées en colonies formant des grappes inordonnées autour du point d'ensemencement. Les repiquages sur divers milieux, poursuivis depuis bientôt neuf années, n'ont pas altéré l'aspect et la structure de ces colonies. Nous avions obtenu également en 1939 *une* réussite à partir d'ensemencements polyspermes de basidiospores de la même espèce, provenant d'une sporée de l'Agaric fructifié; cette culture artificielle avait donné pareillement des mycotêtes opales-

centes et levuroïdes, formées des mêmes cellules-levures binucléées, à quatre chromosomes par noyau, et non pas une culture filamenteuse comme il est de règle chez les Hyménomycètes. Nous avions signalé cette dernière réussite, mais avec les réserves qui tenaient au caractère exceptionnel de son obtention. Nous avons par ailleurs tiré diverses déductions des autres cultures obtenues à partir des mycotêtes naturelles. Il restait cependant à confirmer l'ensemble de ces expériences, réalisées par chance et en très petit nombre au cours d'un voyage d'études relativement rapide. L'occasion nous en a été donnée depuis peu.

Lors d'une mission au Cameroun (juillet 1946), nous avons réobtenu en culture artificielle le *Termitomyces striatus*, dans la région de Baigon, au sud de Foumban, à partir de la chair du carpophore fertile et sur milieu de Sabouraud. Tout récemment (février 1948), lors d'un rapide séjour à Etoumbi, au Congo français, nous avons pu pareillement réaliser des cultures pures luxuriantes du *Term. striatus* var. *aurantiacus* nob. à partir des mycotêtes (sur milieu gélosé à base de farine d'avoine) et de la chair du chapeau (sur ce même milieu et sur maltea). Les cultures obtenues sont constituées d'amas de petits grains blancs un peu translucides, de moins de 1^{mm},5 de diamètre, d'un aspect et d'une constitution analogues à ceux des mycotêtes naturelles, c'est-à-dire à la fois formés de cellules-levures ovoïdes ou cylindracées et de sphérocystes plus volumineux.

Mais c'est surtout à partir du *Termitomyces mammiformis* Heim que nos réussites culturales ont été nombreuses et suggestives. Déjà, en 1946, à Kindia, nous avions cultivé à l'état pur à partir des mycotêtes d'une part, de la chair de la pseudorhize d'autre part, ce Champignon sur milieu de Sabouraud. Les colonies de mycotêtes devenues duveteuses, repiquées sur divers milieux gélosés et sur celui dit de Hérissey ([2]), ont produit de grosses mycotêtes à structure levuroïde typique.

En février 1948, par ailleurs, la découverte dans la palmeraie d'Etoumbi de nombreux spécimens de *Term. mammiformis* nous a permis de réaliser des cultures polyspermes sur milieux au malt, à l'avoine et de Lutz *à partir des basidiospores*, uninucléées. Les colonies se présentent ici encore sous forme de chapelets de mycotêtes blanches, de 1^{mm} de diamètre environ, presque translucides; en milieu de Sabouraud, la culture, à la fois sébacée et hispide au début, donne ensuite un foisonnement rapide de grosses mycotêtes groupées, reposant sur un subiculum sébacé, plus ou moins radialement sillonné, puis finement tomenteux-farineux. De même, à partir de la chair du chapeau et de la pseudorhize sont apparues des colonies de mycotêtes typiques et subtranslucides offrant la présence à la fois de blastospores (environ 16-25 $\times$ 7-10 μ) et de sphérocystes (diamètre 27-45 μ environ) identiques à ceux des mycotêtes

([2]) R. Heim, *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 421.

naturelles. Enfin, à partir de ces dernières et des primordiums, nous avons obtenu pareillement des cultures blanc pur groupant de multiples mycotêtes arrondies, opalescentes, de 1^{mm} environ de diamètre, groupées, parfois foisonnant en un amas d'aspect pulvérulent-cristallin, à grains plus petits, plus rares et dispersés quand il s'agit de milieux artificiels relativement pauvres et moins favorables, comme ceux de Czapek et de Leonian.

D'autres réussites ont été réalisées pareillement sur milieux de Leonian et à base d'avoine avec le *Term. fuliginosus* Heim, à partir des petites mycotêtes recueillies à Ebana (Congo français) en février 1948. Enfin, des mycotêtes récoltées sur meules énormes construites par le *Macrotermes natalensis* (Hav.), à Yaoundé (Cameroun), en août 1946, mycotêtes sans doute liées au *Termitomyces Le Testui* (Pat.) ou au *T. Schimperi* (Pat.), ont produit des cultures tuberculeuses, efflorescentes, comparables aux précédentes.

La relation de ces expériences démontre définitivement l'exactitude des premières réussites que nous avions signalées dès 1940 ([3]). Que ce soit à partir des mycotêtes ou des primordiums qui manifestent l'annonce de la fructification, c'est-à-dire des blastospores elles-mêmes, ou encore de la chair de la pseudorhize ou du chapeau, ou bien des basidiospores uninucléées, *les cultures obtenues sont pratiquement les mêmes*. Elles sont également caractérisées par des mycotêtes levuroïdes, de même constitution que les mycotêtes naturelles. Ces Champignons ne produisent donc jamais en conditions artificielles de cultures filamenteuses durables. C'est la mycotête levuroïde qui est la seule forme culturale stable, la blastospore binucléée le seul élément reproducteur ici apparu. Il nous reste, à la lumière des données cytologiques, à définir la signification profonde du cycle aberrant des *Termitomyces*.

MÉDECINE. — *Essais de réanimation après anoxémie aiguë.*
Note de MM. **Léon Binet** et **Maurice Strumza.**

Un chien chloralosé, respirant brusquement dans une atmosphère totalement privée d'oxygène, présente, après un temps qui varie de 1 à 4 minutes, un arrêt respiratoire. Cet arrêt de la respiration est très rarement accompagné, plus exceptionnellement encore précédé, d'une syncope cardiaque; le plus souvent une bradycardie marquée accompagne l'apnée. Une, deux, cinq et même sept minutes plus tard, on note une reprise des mouvements respiratoires qui sont brusques et profonds; ce sont les mouvements dits agoniques, les gasps, les mouvements dits du dernier soupir. Du côté circulatoire, on note, après la bradycardie signalée plus haut, une accélération du rythme cardiaque, une élévation de la tension artérielle qui finalement va baisser régulièrement; la syncope cardiaque coïncide en général avec l'arrêt respiratoire secondaire.

([3]) *Comptes rendus*, **210**, 1940, p. 410.

On sait que la réanimation est possible pendant la phase de bradycardie, ou même de tachycardie accompagnant la reprise respiratoire si de l'oxygène est inhalé, ou grâce à la respiration artificielle faite par la méthode de compression thoracique ou surtout par insufflations intratrachéales. Mais si la tension artérielle est effrondrée, et à plus forte raison si le cœur est arrêté, la respiration artificielle se montre inefficace.

Nous sommes parvenus à ranimer des animaux après l'arrêt respiratoire secondaire et l'arrêt cardiaque à l'aide d'une transfusion de sang oxygéné réalisée par l'artère carotide, bout cardiaque et bout céphalique. Ces faits ont été soulignés ailleurs (¹).

Nous rapportons ici des résultats encore plus intéressants observés dans des essais de réanimation par oxygénation pulmonaire et par compressions transdiaphragmatiques du cœur. Après laparatomie, la main, glissée au-dessus du foie, appuie par son dos sur le cœur. Les pressions exercées à une cadence rapide, 40 à 60 à la minute, doivent être très énergiques afin de maintenir une tension artérielle de 60-100 mm Hg au moins. Elles réalisent en même temps une respiration artificielle efficace. Des injections intraveineuses d'adrénaline ou d'éphédrine peuvent être associées. Des reviviscences sont obtenues après 10, 15 et 20 minutes d'arrêt cardiaque, le massage du cœur ainsi que l'oxygénation étant commencés 2 à 7 minutes et 40 secondes après l'arrêt cardiaque, arrêt contrôlé et directement et par l'inscription de la pression artérielle.

La survie est constante lorsque la réanimation est entreprise moins de 2 minutes et 30 secondes après l'arrêt cardiaque; elle est fréquente après 3 minutes 30 secondes, et elle est possible après 7 minutes 30 secondes. La privation d'apport d'oxygène dure ainsi de 8 à 11 minutes.

Voici, à titre d'exemple, quelques protocoles d'expériences :

Un chien pesant 21^{kg}, anesthésié au chloralose depuis 1 heure 20 minutes, respire de l'azote pur. La respiration s'arrête en 1 minute 45 secondes, le rythme cardiaque est alors de 24 à la minute, la tension artérielle est de 60-120 mm Hg. Après 35 minutes d'apnée, des mouvements respiratoires reparaissent au nombre de 13 en 2 minutes 25 secondes, le rythme cardiaque s'accélère, 60 à la minute, la tension artérielle s'élève à 110-150 mm Hg. Une fois les mouvements respiratoires secondaires arrêtés, la tension artérielle tombe à zéro, et le cœur s'arrête. La durée totale de l'épreuve depuis le début de la respiration en azote est de 4 minutes 45 secondes. Après 6 minutes 25 secondes d'arrêt cardiaque, les poumons sont remplis d'oxygène pur à l'aide de quelques mouvements de respiration artificielle et restent reliés au réservoir d'oxygène. Après laparatomie, les massages du cœur par compressions énergiques au rythme de 40 à 60 à la minute à travers le diaphragme, sont commencés. Après 12 minutes de lutte, se produit un premier battement de cœur, suivi bientôt d'autres contractions à un rythme plus rapide. Les compressions du cœur sont interrompues. Dix-sept minutes plus tard, la respiration spontanée reprend, d'abord faible et lente, puis plus puissante et accélérée, fréquence normale.

(¹) *La Semaine des Hôpitaux de Paris*, 23, n° 38, 1947, p. 2282.

Un chien pesant 15kg,5, chloralosé depuis 1 heure 40 minutes, inhale de l'azote pur. L'apnée survient après 2 minutes, le rythme cardiaque est de 52 à la minute, la tension artérielle oscille entre 90-200 mm Hg. Nous notons la reprise des mouvements dits agoniques 1 minute 25 secondes plus tard, entraînant une élévation de la tension artérielle à 160-220 mm Hg. Le *dernier soupir* est rendu après 3 minutes 30 secondes, et le cœur s'arrête, les sphincters se relâchent. La durée totale de l'expérience aboutissant à l'arrêt cardiaque est de 8 minutes 20 secondes. Après 1 minute 25 secondes d'attente, nous commençons les compressions transdiaphragmatiques du cœur, la trachée de l'animal étant reliée à un réservoir d'oxygène. Après 2 minutes 30 secondes, les battements cardiaques, d'abord faibles et inefficaces, puis puissants et rapides, reprennent, la tension artérielle s'élève à 80-90 mm Hg. Mais les mouvements respiratoires restent absents ; 7 minutes plus tard, la tension artérielle baisse. Les massages du cœur sont repris entraînant une reprise de la fonction cardiaque et une remontée de la tension artérielle. Nouvel effondrement tensionnel 12 minutes plus tard. L'injection intraveineuse d'adrénaline provoque un redressement temporaire. Une injection d'éphédrine provoque une réascension durable de la tension artérielle. C'est seulement après 30 minutes d'apnée qu'un premier mouvement respiratoire est noté spontanément. Soulignons que, pendant toute la durée de l'apnée, lorsque les massages du cœur sont interrompus, l'oxygénation de l'organisme est assurée par la diffusion de l'oxygène sans brassage pulmonaire comme nous l'avons exposé dans notre étude sur la vie en milieu d'oxygène sans mouvements respiratoires ([2]). Quatre minutes 30 secondes après le mouvement respiratoire, en survient un second, puis 4 minutes 15 secondes après, un troisième. Ensuite, la fréquence augmente progressivement. Enfin, après 1 heure 5 minutes, la puissance respiratoire est suffisante pour permettre l'oxygénation de l'organisme à l'air normal. L'animal survit.

Voici enfin une expérience dans laquelle les mouvements respiratoires ont repris, mais le cœur ayant fibrillé n'a jamais repris ses battements. Il s'agit d'une chienne de 16kg,5, chloralosée depuis 2 heures 40 minutes, respirant de l'azote pur. Apnée primitive en 1 minute 40 secondes; bradycardie, 20 battements à la minute et tension artérielle à 40-80 mm Hg. Reprise respiratoire après 2 minutes 35 secondes suivie d'une augmentation de la fréquence cardiaque. Les compressions du cœur par voie transdiaphragmatique sont commencées 6 minutes 20 secondes après la syncopecardiaque, la trachée de l'animal étant connectée avec le réservoir d'oxygène. Après 6 minutes 45 secondes d'efforts, les mouvements respiratoires reparaissent. Pendant 30 minutes encore, le massage du cœur est continué. La respiration reste ample et fréquente, 16 mouvements respiratoires à la minute, les muqueuses sont roses, les réflexes reparaissent. Mais le cœur ne présente aucune contraction spontanée. Lorsque les massages sont interrompus, nous notons le syndrome respiratoire classique de l'anoxie : accélération respiratoire initiale suivie d'apnée. La reprise des massages entraîne la reviviscence du centre respiratoire.

Ainsi, les compressions manuelles transdiaphragmatiques du cœur, associées à l'inhalation d'oxygène pur, dépassent comme méthode de réanimation dans l'asphyxie, les méthodes que nous avons eu l'occasion de mettre en œuvre : respiration artificielle manuelle ou instrumentale, rocking, insufflations directes intratrachéales, transfusion de sang oxygéné par voie intracarotidienne. Nous avons obtenu des succès après plus de 6 minutes d'arrêt du cœur et des privations d'oxygène de 11 minutes. Lorsque la reprise des battements

---

([2]) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 12.

cardiaques a eu lieu, celle des mouvements respiratoires a toujours suivi. Parfois, néanmoins, il a fallu attendre 30 minutes. Nous notons que la reprise du cœur peut exiger un massage prolongé pendant 10, 15 et 20 minutes. Enfin chez le chien, la fibrillation cardiaque représente le grand danger. Les injections d'adrénaline ont, dans certains cas, déclenché la reprise des battements cardiaques, mais aussi parfois ont entraîné la fibrillation. L'effet sur la tension artérielle est d'ailleurs fugace. Les injections d'éphédrine ont un effet plus prolongé sur le tonus vasculaire.

L'association de l'oxygénothérapie aux massages transdiaphragmatiques du cœur permet d'assurer un minimum d'oxygénation aux tissus et en particulier aux centres nerveux et au cœur. On a le temps de laisser se dissiper le choc nerveux et de permettre la reprise des fonctions indispensables à la vie. Certaines substances médicamenteuses, inactives tant que les tissus sont anoxiques, récupèrent leur puissance après oxygénation artificelle. Ainsi, une injection de 1^{mg} d'adrénaline chez un chien pesant 21^{kg}, pratiquée dans le cœur arrêté depuis 3 minutes, ne provoque l'hypertension qu'après 3 minutes 15 secondes de massage et d'oxygénation.

La technique de *circulation provoquée* et d'*oxygénation artificielle* ainsi réalisée mérite d'être mise en œuvre toutes les fois que les méthodes plus simples de réanimation ont échoué, toutes les fois que l'arrêt cardiaque est noté depuis plusieurs secondes.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection du Secrétaire perpétuel pour les Sciences physiques, en remplacement de M. *Alfred Lacroix*, décédé.

Le nombre de votants étant 52,

M. Robert Courrier obtient................ 51 suffrages
M. Charles Jacob » .... 1 suffrage

M. **Robert Courrier**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

COMMISSIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **Aimé Cotton**, **Maurice Caullery**, **Gaston Julia**, **Jean Chazy**, **Auguste Chevalier**, **Arnaud Denjoy**, **Paul Fallot** sont élus Membres des Commissions des prix Albert Ier de Monaco et Le Conte.

CORRESPONDANCE.

Le Directeur de l'**Institut de Sélection et Évolution des Plantes de l'Université de Sofia** adresse l'expression de ses sentiments de condoléances à l'occasion du décès de M. *Alfred Lacroix*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Jean Lecomte. *Le Rayonnement infrarouge*. Tome I. *Applications biologiques, physiques et techniques* (présenté par M. Jean Cabannes).

2° Marcello Puma. *Nuova quantistica della luce. — Nuovo trattato di geometria e meccanica quantistiche*.

3° Robert Pierret et R. Romain. *Une station de cure préventoriale : Villard-de-Lans*.

4° P. Drumaux. *La récesssion des nébuleuses extra-galactiques*, 1re et 2e parties.

5° *Annales Universitatis Mariæ Curie-Skłodowska*. Lublin-Polonia. Vol. I, n° 1, Sectio A, 1946.

Il signale également deux fascicules polycopiés émanant de l'Office national d'études et de recherches aéronautiques :

1° *Progrès récents dans la conception des servo-mécanismes et systèmes de télécommande*. Quatre conférences par M. Gérard Lehmann, mai-juin 1947.

2° *Arcs-Aires-Volumes, Centres de gravité, Moments d'inertie*, par J. Deschodt.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur des approximations asymétriques*. Note de M. Nicolae Negoescu, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Le problème de la meilleure approximation asymétrique des nombres irrationnels par des rationnels a été posé par B. Segre ([1]). Il consiste, θ étant irrationnel, de trouver la valeur maximum de ξ telle qu'il existe une infinité de fractions rationnelles p/q qui satisfassent à

$$(1) \qquad -\frac{1}{\xi q^2} < \frac{p}{q} - \theta < \frac{\tau}{\xi q^2} \qquad (\tau > 0).$$

Par la méthode de Perron ([2]), nous montrerons la difficulté du problème.

1. Conformément à un théorème élémentaire, si $\xi = \text{maximum}(1, \tau)$, (1) est satisfaite par toutes les réduites de θ, placées à sa gauche ou à sa droite, suivant que $\tau \leqq 1$ ou $\tau \geqq 1$. Il résulte que l'ensemble de tous les nombres ξ, tels

([1]) *Duke Mathematical Journal*, 12, 1945, p. 337.

([2]) *Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie*, 1921.

que (1) soit satisfaite par une infinité de fractions rationnelles p/q, n'est pas vide. La borne supérieure de l'ensemble (ξ) est fonction de θ et de τ. Désignons cette borne par $M(\theta, \tau)$.

Soit θ fixe et τ fini. Si l'ensemble (ξ) n'est pas borné, nous mettons, par définition, $M(\theta, \tau) = \infty$ et (1) est satisfaite par une infinité de fractions p/q, ξ étant arbitrairement grand. Si $M(\theta, \tau)$ est fini, l'inégalité (1) avec $\xi = M(\theta, \tau) - \varepsilon$, est satisfaite par une infinité de fractions p/q, tandis que la même inégalité avec $\xi = M(\theta, \tau) + \varepsilon$ n'est satisfaite que par un nombre fini de fractions ($\varepsilon > 0$ arbitrairement petit). L'inégalité (1) avec $\xi = M(\theta, \tau)$ peut être satisfaite par une infinité de fractions rationnelles ou bien par un nombre fini de celles-ci.

Le théorème 10 de M. B. Segre [1], pour tout irrationnel θ, donne $\xi \geqq \sqrt{1+4\tau}$. L'approximation avec $\xi \geqq \max(1, \tau)$ est meilleure que celle de M. Segre pour $\tau > 2 + \sqrt{5}$. Le théorème V, de ma Note précédente [3], donne $\xi \geqq \max\left(\sqrt{1+4\tau}, \sqrt{\tau^2+4\tau}\right)$.

2. Soit $p_n/q_n = [a_0, a_1, \ldots, a_n]$ la réduite d'ordre n de θ et $\theta_{n+1} = [a_{n+1}, a_{n+2}, \ldots]$. Si l'on désigne $\theta_{n+1} + q_{n-1}/q_n = [a_{n+1}, a_{n+2}, \ldots] + [0, a_n, a_{n-1}, \ldots, a_1]$ par ρ_n, on a

$$(2) \qquad \theta - \frac{p_{2\nu}}{q_{2\nu}} = \frac{1}{q_{2\nu}^2 \rho_{2\nu}} \qquad \text{et} \qquad \frac{p_{2\nu+1}}{q_{2\nu+1}} - \theta = \frac{\tau}{q_{2\nu+1}^2 \rho_{2\nu+1}^2}.$$

Les réduites qui satisfont à (1) $\left(\xi \geqq \max\left(\sqrt{1+4\tau}, \sqrt{\tau^2+4\tau}\right)\right)$ satisfont à l'une au moins des inégalités

$$(3) \qquad (g) \quad -\frac{1}{\xi q_{\nu 2}^2} < \frac{p_{2\nu}}{q_{2\nu}} - \theta < 0, \qquad (d) \quad 0 < \frac{p_{2\nu+1}}{q_{2\nu+1}} - \theta < \frac{\tau}{\xi q_{2\nu+1}^2}.$$

Soit M_g et M_d les bornes supérieures des ensembles des nombres tels que (g), resp. (d), de (3) soit satisfaite par une infinité de réduites d'ordre pair resp. impair. M_g dépend de θ et M_d de θ et de τ. Les inégalités (3) (g), resp. (d), seront satisfaites par une infinité de réduites d'ordre pair, resp. impair, pour $\xi = M_g(\theta) - \varepsilon$, resp. $\xi = M_d(\theta; \tau) - \varepsilon$, et seulement par un nombre fini pour $\xi = M_g(\theta) + \varepsilon$, resp. $\xi = M_d(\theta; \tau) + \varepsilon$, ($\varepsilon > 0$ arbitrairement petit).

Du (2) et de la définition analytique de la limite supérieure d'une suite on a

$$M_g(\theta) = \overline{\lim_{\nu=\infty}}\, \rho_{2\nu} \qquad \text{et} \qquad M_d(\theta; \tau) = \tau \overline{\lim_{\nu=\infty}}\, \rho_{2\nu+1}.$$

Pour θ et τ donnés, on a en général deux valeurs pour ξ telles que (1) soit satisfaite par une infinité de réduites. Vu que $M(\theta; \tau)$ est la borne supérieure de l'ensemble (ξ), il résulte

$$(4) \qquad M(\theta; \tau) = \text{maximum}\left(\overline{\lim_{\nu=\infty}}\, \rho_{2\nu}, \nu \overline{\lim_{\nu=\infty}}\, \rho_{2\nu+1}\right).$$

---

[3] *Bulletin of the Amer. Math. Soc.*, 47, 1941, p. 602.

3. Conformément au raisonnement de M. Oppenheim ([4]), les fractions

$$\frac{p_n + \varepsilon p_{n-1}}{q_n + \varepsilon q_{n-1}} \qquad (\varepsilon = \pm 1)$$

peuvent être solutions de (1). Si les approximations par $(p_n + \varepsilon p_{n-1})/(q_n + \varepsilon q_{n-1})$ étaient meilleures que celles par les réduites des irrationnels, on contredirait les meilleures approximations symétriques ($\tau = 1$). Donc les approximations des nombres irrationnels par leurs réduites sont les meilleures possibles.

4. Considérons un système d'axes rectangulaires $O\tau$, OM dans un plan. Soient θ fixe et τ variable. L'équation $M = M(\theta; \tau)$, conformément à (4), représente une courbe continue par rapport à τ. Le point anguleux

$$\tau = \frac{\overline{\lim\limits_{\nu=\infty}} \rho_{2\nu}}{\overline{\lim\limits_{\nu=\infty}} \rho_{2\nu+1}}, \qquad M = \overline{\lim_{\nu=\infty}} \rho_{2\nu}$$

de cette ligne brisée détermine parfaitement cette courbe, et réciproquement. De cette manière nous avons établi une correspondance univoque : à toute classe de nombres irrationnels θ proprement équivalents entre eux correspond un point anguleux du plan τOM.

Varions θ de manière qu'il parcoure l'ensemble de tous les nombres irrationnels. Dans le plan τOM, nous obtiendrons l'ensemble E des points anguleux. On obtient ainsi le résultat suivant : le problème des meilleures approximations se réduit à l'étude de l'ensemble E.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Fonctions analytiques dans un angle et propriétés des séries de Taylor.* Note de M. **Shmuel Agmon**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Soit $\{\lambda_n\}(n \geq 0)$ une suite croissante de nombres non négatifs satisfaisant à la condition suivante : $0 < h \leq \lambda_{n+1} - \lambda_n \leq R < \infty$. Soit $N(x, k)$ le nombre de λ_n tels que $x \leq \lambda_n < x + k (x > 0, k > 0)$. Posons

$$T(k) = \frac{\overline{\lim} N(x, k)}{k}, \qquad x \to \infty;$$

$T = \overline{\text{borne}}\, T(k)$, $0 < k < \infty$. Nous appellerons T la densité arithmétique supérieure de la suite $\{\lambda_n\}$.

A chaque suite $\{\lambda_n\}$ on fait correspondre plusieurs classes de suites $\{q_n\}$ satisfaisant, toutes, aux conditions $q_n > 0 (\lim q_{n+1}/q_n = 1)$, et qui sont définis de la manière suivante :

$A\{\lambda_n\} = A\{n\}$ est la classe des suites $\{a_n\}$ telles que $1 - \varepsilon(n) < a_{n+1}/a_n < 1 + \varepsilon(n)$, $\varepsilon(n) \downarrow 0$, $\Sigma\varepsilon(n)/n < \infty$.

([4]) *Bulletin de l'École Polytechnique de Jassy*, 3, 1948, p. 3.

$B\{\lambda_n\}$ est la classe des suites $\{b_n\}$ ($b_n \geq 1$), $\log b_n$ étant une fonction concave de λ_n.

$C\{\lambda_n\}$ est la classe des suites $\{1/c_n\}$($c_n \geq 1$) telles que $\log c_n$ soit une fonction concave de λ_n, et telle qu'en posant

$$\eta(n) = \frac{\log c_n - \log c_{n-1}}{\lambda_n - \lambda_{n-1}} - \frac{\log c_{n+1} - \log c_n}{\lambda_{n+1} - \lambda_n},$$

$\eta^*(n) = \overline{\text{borne}}\, \eta(t)(t \geq n)$ on ait : $\Sigma\eta^*(n) < \infty$. (De la concavité résulte déjà que $\eta(n) \geq 0$, $\Sigma\eta(n) < \infty$).

Enfin, soit $L\{\lambda_n\}$ la classe des suites $\{l_n\}$ où $l_n = a_n b_n / c_n$, les suites $\{a_n\}$, $\{b_n\}$, $\{1/c_n\}$ appartenant aux classes précédentes. On voit aisément que les classes $A\{\lambda_n\}$, $B\{\lambda_n\}$, $C\{\lambda_n\}$ sont toutes contenues dans $L\{\lambda_n\}$.

Nous pouvons maintenant énoncer les théorèmes suivants :

Théorème I. — *Soit* $\{\lambda_n\}$ *une suite de nombres non négatifs avec*

$$0 < h \leq \lambda_{n+1} - \lambda_n \leq R < \infty.$$

Soit T *la densité arithmétique supérieure de cette suite. Soit* $H(z)$ *une fonction holomorphe dans le secteur infini* Σ_α : $|\arg z| < \alpha \leq \pi/2$. *Supposons que les conditions suivantes soient remplies :*

(1) $$\overline{\lim_{r=\infty}} \frac{\log|H(re^{i\theta})|}{r} \leq \Omega |\sin\theta|, \qquad |\theta| < \alpha, \qquad 0 \leq \Omega < \infty.$$

(2) $$|H(\lambda_n)| \leq l_n,$$

la suite $\{l_n\}$ *appartenant à la classe* $L\{\lambda_n\}$.

(3) $$T > \frac{\Omega}{\pi}.$$

Posons $\Lambda(x) = l_n$, $\lambda_n \leq x < \lambda_{n+1}$, *dans ces conditions, on a uniformément dans chaque secteur* Σ_β *intérieur à* Σ_α :

$$|H(z)| = |H(x+iy)| \leq K\Lambda(x)\, e^{\Omega|y| + \delta(x)(|y|+1)},$$

avec $\delta(x) \to 0$, *lorsque* $x \to \infty$, $K = K(\Omega, T, h)$ *étant une constante qui ne dépend que de* Ω, T *et* h [*et non de* $H(z)$].

Nous utilisons ce théorème dans le cas particulier $\lambda_n = n$ *pour démontrer le théorème suivant :*

Théorème II. — *Soit* $f(z)$ *une fonction holomorphe dans un domaine simplement connexe* D, *contenant l'origine, et supposons que dans le voisinage de l'origine on ait* $f(z) = \Sigma d_n z^n$, *le rayon de convergence de cette série étant égal à* 1. *Soit* $S_N(z) = \sum_0^N d_n z^n$ *la somme partielle de* $f(z)$. *Supposons, enfin, que les coefficients* d_n *sont majorés par une suite* $\{l_n\}$ *qui appartient à la classe* $L\{n\}$,

$|d_n| \leq l_n$. *Dans ces conditions on a, dans tout domaine fermé* $\overline{\Delta}$ *contenu dans* D

$$\left|\frac{f(z) - S_{N-1}(z)}{l_N z^N}\right| \leq M(1 + \delta(N)),$$

où $\delta(N) \downarrow 0$ *et* $M = M(D, \Delta)$ *est une constante qui ne dépend que de* D et $\overline{\Delta}$ [*et non de* $f(z)$].

Remarquons que le théorème I, lorsque $\lambda_n = n$, et le théorème II sont équivalents.

Des applications de ces deux théorèmes aux problèmes de la recherche des singularités et à quelques autres problèmes seront exposées dans des Notes ultérieures.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Deux théorèmes généraux sur le potentiel et quelques applications.* Note de M. **Marcel Brelot**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

1. Voici deux théorèmes qui auraient pu, pour l'essentiel, être établis il y a une dizaine d'années avec les connaissances de l'époque. Nous nous placerons dans l'espace $\overline{R}_\tau$ déduit de l'espace euclidien R_τ (à $\tau \geq 2$ dim.) par adjonction d'un point à l'infini ([1]). Notons en passant, bien que ce soit inutile pour le théorème 1, local, qui suit, que dans un ouvert ω de R_τ, les potentiels locaux, c'est-à-dire les fonctions sur ω qui valent, dans un voisinage ouvert de tout point de ω, un potentiel newtonien ou logarithmique (presque partout défini et fini) de masses de signe quelconque (à une fonction harmonique près, ou encore, avec équivalence de l'énoncé général, exactement) sont les différences de deux fonctions sousharmoniques dans tout ω; et il y a extension à un ouvert ω de R_τ, ne contenant pas un point Q, en considérant le potentiel $-h_Q$. On peut en effet montrer que, étant donnée une distribution de masses ≤ 0 dans cet ω, on peut trouver une fonction sousharmonique dans tout ω, dont les masses localement associées forment la distribution précédente ([2]).

Théorème 1. — *Soit dans* Ω *ouvert* (*dans* $\overline{R}_\tau$), *une fonction* w, *différence de deux fonctions sousharmoniques, telle que* $w \geq 0$ *là où* w *est définie. Alors sur l'ensemble où* w *est définie et nulle, la distribution des masses associées* (différence des distributions associées aux deux fonctions sousharmoniques) *est* ≤ 0.

Application. — Cela peut servir à améliorer beaucoup, en un certain sens,

---

([1]) *Voir* là-dessus et sur les notions de sousharmonicité à l'infini, de potentiel $-h_Q$, mon Mémoire des *Annales de l'École Normale Supérieure*, **61**, 1944, p. 301-332.

([2]) Cela étend le résultat de la Note des *Comptes rendus* (**201**, 1935, p. 1316-1318), dont on peut adapter le raisonnement.

de la manière suivante, le théorème d'unicité donné récemment sur une extension du problème de Cauchy ([3]) :

Soient u harmonique dans un domaine Ω, ω un domaine coupant la frontière $\overset{\star}{\Omega}$ de Ω, $v(M)$ harmonique >0 bornée dans $\omega \cap \Omega = \omega_1$, tendant vers o quand M sur ω_1 tend vers tout point-frontière régulier de Ω situé dans ω. On suppose $|u|$ borné dans ω_1, u/v tendant vers o quand M de ω_1 tend vers tout point de $\overset{\star}{\Omega} \cap \omega - \alpha$, où α est un ensemble polaire fixé. Enfin on suppose que $\omega \cap C\Omega - \alpha$ est *annulant* pour ω, c'est-à-dire annule partout toute fonction harmonique dans ω, qui s'annule sur lui (ce qui a lieu en particulier s'il y a dans ω un point extérieur à Ω). Alors $u = 0$ dans Ω.

2. Théorème 2. — *Soit dans le domaine* Ω (*de* R_τ) *un ensemble* E *fixé non polaire, et* u_0 *sousharmonique sur l'intersection de* Ω *et d'un voisinage ouvert de la frontière* $\overset{\star}{\Omega}$ ([4]). *On considère une famille de fonctions sousharmoniques u dans* Ω, *majorant* u_0, *majorées sur* E *par une même constante finie. Pour que ces fonctions soient bornées supérieurement dans leur ensemble sur tout compact de* Ω, *il faut et suffit que sur tout compact de* Ω, *les masses totales associées soient en module bornées dans leur ensemble.*

Application. — Considérons (pour $C\Omega$ non polaire) seulement la mesure harmonique ordinaire $\mu_M(e)$ et remarquons que c'est la charge de e, changée de signe, relative à la fonction sousharmonique qu'est la fonction de Green $G(M, P)$ prise dans $\bar{R}_\tau$ hors du pôle $P \in \Omega$. On en déduit par exemple l'énoncé :

La condition que $G(M, P)/(G(M, P_0)$ (P_0 fixé $\in \Omega$) soit borné quand M et P varient au voisinage de deux points-frontière respectifs distincts quelconques équivaut à ce que $\mu_M(e)$ pour tout compact e de $\overset{\star}{\Omega}$ soit, au voisinage de tout point-frontière hors e, majoré par une fonction $KG(M, P_0)$ ($K = C^{te}$). Sous cette condition la structure uniforme de Martin est plus fine que la structure uniforme de $\bar{R}_\tau$ et toute fonction de Wiener $H_f^\Omega(M)$ correspondant à f supposée bornée au voisinage d'un point-frontière Q est elle-même bornée dans un voisinage de Q.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Distributions capacitaires pour les potentiels de fonction de Green.* Note de Mme **Jacqueline Lelong**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

La théorie du balayage développée par H. Cartan ([1]) s'applique aux potentiels de Green d'énergie finie, et permet d'établir l'existence d'une distribution

---

([3]) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 49-51.

([4]) On sait qu'une fonction sousharmonique dans $\bar{R}_\tau$ est constante, ce qui traite le cas où $\overset{\star}{\Omega}$ est vide.

([1]) *Annales de l'Université de Grenoble*, 22, 1946.

capacitaire pour tout ensemble E strictement intérieur au domaine fondamental D. Mais elle ne s'applique plus si l'ensemble E a des points d'accumulation sur la frontière de D, car sa capacité peut alors être infinie. Nous allons traiter ce cas lorsque D est le demi-espace $x > 0$ de R^p, et caractériser les ensembles susceptibles d'une distribution capacitaire pour la fonction de Green de D. (Il ne s'agira, dans tout ce qui suit, que de distributions de masse positive dans D, et de potentiels pris par rapport à la fonction de Green de D.)

Définitions 1. — Soient $\mathcal{E}$ l'ensemble des distributions d'énergie finie dans D, $\mathfrak{M}$ l'ensemble des distributions μ telles que $U^\mu \not\equiv \infty$, $\mathcal{L}$ l'ensemble des distributions λ telles que $\int U^\mu \, d\lambda < \infty$ pour toute distribution μ de $\mathfrak{M}$. E étant un ensemble quelconque contenu dans D, nous désignerons, toujours selon les notations de H. Cartan, par $\mathcal{E}_E^i$ (resp. $\mathfrak{M}_E^i$) l'adhérence forte (resp. fine) des distributions de $\mathcal{E}$ portées par E; par $\mathcal{E}_E^e$ (resp. $\mathfrak{M}_E^e$) l'intersection des $\mathcal{E}_A^i$ (resp. $\mathfrak{M}_A^i$) relatifs à tous les ensembles ouverts A contenant E.

2. Nous appellerons *distribution capacitaire intérieure* (resp. extérieure) de E, une distribution μ (si elle existe) de $\mathfrak{M}_E^i$ (resp. $\mathfrak{M}_E^e$) telle que $U^\mu = 1$ excepté sur un ensemble de mesure nulle pour toute distribution λ de $\mathcal{E}_E^i$ (resp. $\mathcal{E}_E^e$).

3. D étant le demi-espace $x > 0$ de R^p, et E un ensemble borné quelconque dans D, il existe une distribution λ de $\mathcal{E}_E^i$ (resp. $\mathcal{E}_E^e$) telle que $U^\lambda = x$ excepté sur un ensemble de mesure nulle pour toute distribution μ de $\mathcal{E}_E^i$ (resp. $\mathcal{E}_E^e$); λ appartient à $\mathcal{L}$. Nous appellerons *charge intérieure* (resp. extérieure) de l'ensemble E, la masse totale de la répartition λ, et nous dirons qu'un ensemble E est *raréfié intérieurement* (resp. extérieurement) en un point A de l'hyperplan $\pi(x=0)$; si la charge intérieure (resp. extérieure) de $E_n = E \cap I_n$ satisfait à $\lambda_n = o[s^{n(p-1)}]$, I_n étant l'intersphère $s^{n+1} \leqq AM \leqq s^n$.

Lemme 1. — *S'il existe une suite* M_n *régulière* (²) *au point* A *de* $\pi(x=0)$ *telle que* $AM_n U^\mu(M_n)/x_n \to 0$, *alors l'ensemble des points de* D, *où* $U^\mu(M) \geqq \alpha$ *est raréfié extérieurement en* A, *quel que soit* $\alpha > 0$.

Lemme 2. — *Si la fonction* H(M) *est harmonique positive dans* D, *et s'il existe une suite* M_n *régulière en* A *telle que* $AM_n H(M_n)/x_n \to 0$, *alors* H(M) *tend vers zéro lorsque* M *tend vers* A *en restant dans un cône fixe* $C_k(AM/x \leqq k)$ *et l'ensemble des points où* $H(M) \geqq \alpha$ *est raréfié extérieurement en* A *quel que soit* $\alpha > 0$.

Lemme 3. — *Si l'hypothèse du lemme* 2 *est vérifiée en presque tout point* A *de* π, *alors* $H(M) \equiv 0$.

A l'aide de ces lemmes, nous démontrons le

Théorème. — *La condition nécessaire et suffisante pour qu'il existe une distribution capacitaire intérieure (resp. extérieure) sur un ensemble* E, *est que* E *soit*

(²) J. Lelong, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1333.

raréfié intérieurement (resp. extérieurement) en presque tout point A *de* π (c'est-à-dire excepté sur un ensemble de mesure $p-1$ dimensionnelle nulle au plus).

Il est assez facile de démontrer que la condition est nécessaire en s'appuyant sur des résultats antérieurs ([2]) et sur le lemme 1.

Pour démontrer que la condition est suffisante, on considère une suite croissante de domaines D_n épuisant D, la suite des ensembles $E_n = E \cap D_n$ et leurs potentiels capacitaires U^{μ_n} intérieurs (*resp.* extérieurs). Ces potentiels forment une suite croissante, qui converge en général vers une fonction surharmonique positive $u(M)$. Pour montrer que $u(M)$ se réduit à un potentiel, on montre qu'il existe en presque tout point A de π une suite M_n régulière en A, telle que $AM_n\, u(M_n)/x_n \to 0$. On en déduit que la partie harmonique $H(M)$ de $u(M)$ satisfait à l'hypothèse du lemme 3, donc $H(M) \equiv 0$.

Dans le cas général, si la condition n'est pas réalisée, la fonction $u(M)$ existe toujours. On peut montrer que sa partie harmonique $H(M)$ a pour limite angulaire 1 en presque tout point de l'ensemble E_1, des points de π où E n'est pas semi-effilé ([2]), et a une limite angulaire positive en presque tout point de l'ensemble E_2 des points de π où E n'est pas raréfié; on sait que $E_2 \supset E_1$. Il serait intéressant de savoir si E_1 et E_2 coïncident toujours à un ensemble de mesure nulle près, ou, à défaut, si la fonction $H(M)$ a encore pour limite angulaire 1 en presque tout point de E_2. Les résultats obtenus peuvent s'étendre, par une inversion, au domaine D constitué par la boule $OM < 1$. On peut d'ailleurs définir directement dans ce cas des notions analogues à celles que nous avons utilisées, en remplaçant la quantité x par n'importe quelle quantité équivalente à $1 - OM$ au voisinage de la frontière. Plus généralement, nos résultats s'étendent à tout domaine D limité par un nombre fini de surfaces à courbure bornée.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la probabilité de perte d'un appel téléphonique*. Note (*) de M. **Robert Fortet**, transmise par M. Émile Borel.

Dans la présente Note, nous reprenons le problème du calcul de la probabilité de perte P envisagé dans une précédente Note ([1]), en supposant cette fois qu'il y a X sélecteurs, répartis en n groupes de x sélecteurs chacun ($nx = X$), les x sélecteurs d'un même groupe étant commandés par un orienteur unique. On suppose toujours que les appels sont répartis suivant un schéma de Poisson, que les durées de conversation obéissent à la loi exponentielle et que le temps d'orientation (durée d'occupation d'un orienteur) a une durée constante θ; on reprend les notations de la Note citée (mais en supposant $c = 1$), et l'on ne s'intéresse qu'au régime stationnaire.

(*) Séance du 3 mai 1948.

([1]) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 159.

Il est impossible de déterminer P sans introduire une autre loi de probabilité, la « loi du choix d'un groupe » : quand un appel se présente à un instant t où, sur les n groupes, $n-h$ seulement sont bloqués, il sera admis par l'un des h groupes libres, choisi, parmi les h possibles, selon une loi de probabilité ([2]) déterminée, que nous appelons la *loi du choix d'un groupe*, et dont nous supposerons qu'elle ne dépend (en dehors des données a, n, x, θ, ...), que des nombres des conversations en cours à l'instant t dans chaque groupe, et des temps depuis lesquels sont occupés les orienteurs actuellement non libres (ces hypothèses ne sont pas rigoureusement conformes à la réalité dans certains cas, mais elles semblent très admissibles dans d'autres cas, et des hypothèses plus larges conduiraient, croyons-nous, à des calculs inextricables).

Avec ces hypothèses, on se trouve en présence d'un système simple constant de Markoff, dont on peut étudier le régime stationnaire par des méthodes classiques; malheureusement il semble très difficile de tirer des équations obtenues une expression explicite rigoureuse de P. On peut alors envisager la méthode d'approximation suivante; posons

$$P=\frac{b^{X}}{X!\left[1+\frac{b}{1!}+\frac{b^{2}}{2!}+\ldots+\frac{b^{k}}{k!}+\ldots+\frac{b^{X}}{X!}\right]}$$

avec

$$b=a(1+\theta+\lambda\theta); \tag{2}$$

ce qui ramène le calcul de P à celui de λ; la forme [(1), (2)] est intéressante en ce que $\lambda\theta$ y représente la correction provenant du blocage supplémentaire dû au fait qu'un même orienteur commande plusieurs (x) sélecteurs ($\lambda=0$ si $x=1$, $\lambda>0$ si $x>1$); considérons le développement de λ en puissance de θ

$$\lambda=\lambda_0+\lambda_1\theta+\lambda_2\theta^2+\ldots+\lambda_k\theta^k+\ldots. \tag{3}$$

θ est toujours petit et l'on obtient toujours une précision pratiquement suffisante en remplaçant λ par la valeur approchée $\lambda_0+\lambda_1\theta$ ([3]); en général il suffit même de remplacer λ par λ_0, et nous allons indiquer comment on peut calculer λ_0. Posons

$$\Delta=1+\frac{a}{1!}+\ldots+\frac{a^k}{k!}+\ldots+\frac{a^X}{X!},\qquad \pi_s=\frac{a^s}{s!\Delta},\qquad S_k=\pi_k+\pi_{k+1}+\ldots+\pi_X,$$

et appelons R_j la probabilité, *calculée pour* $\theta=0$, que $(n-1)$ des groupes

---

([2]) Rappelons que le cas où le choix se ferait d'une façon purement déterministe, entre comme cas particulier dans le cas d'un choix aléatoire; en réalité c'est un sélecteur qui est choisi et non un groupe, mais cela se traduit toujours par une loi de choix d'un groupe.

([3]) Une approximation plus poussée serait illusoire, les hypothèses faites par ailleurs (les nôtres ou toutes autres qu'on pourrait leur substituer) ne pouvant s'ajuster rigoureusement à la réalité.

aient leurs x sélecteurs occupés, le $n^{\text{ième}}$ groupe en ayant $j(0 \leq i \leq x)$; posons

$$R_j = \frac{\pi_s}{\gamma_s} \qquad (s = X - x + j).$$

Les γ_s sont déterminées par la résolution d'un système d'équations algébriques linéaires, où intervient la loi du choix d'un groupe, et dont la solution explicite, qui semble presque impossible pour une loi du choix la plus générale, est au contraire aisée pour des lois du choix simples intéressantes. Ceci dit, λ_0 est donné par la formule

$$\lambda_0 = \frac{1}{X - a(1 - \pi_X)} \sum_{k=X-x}^{X-2} \frac{1}{\gamma_k} \left[\frac{X(X-1)(X-2)\ldots(k+1)}{a^{X-k-1}} - (k+1)(1 - S_{k+2}) \right].$$

MÉCANIQUE RATIONNELLE. — *Précessions régulières d'un solide pesant asymétrique*. Extrait d'une lettre de M. A. **Signorini** à M. **Jacques Hadamard**.

... Je viens de présenter à la *Accademia dei Lincei* une Note de M. G. Grioli sur les précessions régulières (¹) d'un solide pesant asymétrique.

M. Grioli considère un solide quelconque. Il s'agit donc d'une nouveauté remarquable dans le domaine d'un problème classique.

Soient G le centre de gravité du solide, $\mathcal{E}$ son ellipsoïde central d'inertie, f l'une ou l'autre des deux droites menées par G qui sont normales aux plans des sections circulaires de $\mathcal{E}$; Q un des points d'intersection de f et de $\mathcal{E}$; $\varkappa$ l'angle formé par f avec la normale à $\mathcal{E}$ en Q.

Si l'on fixe le solide par un point $O \neq G$ de f, parmi les ∞^6 mouvements possibles, il y a ∞^2 précessions régulières, qui ont en commun les propriétés suivantes :

1° l'axe de figure est f;

2° l'axe de précession forme l'angle $\varkappa$ avec la verticale;

3° l'angle de nutation est un angle droit, les deux cônes de Poinsot sont égaux.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Amortissement des rides capillaires en fonction de la tension superficielle*. Note (*) de Mlle **Marie Merle**, présentée par M. Joseph Pérès.

Les rides capillaires, produites par un vibrateur à la surface de l'eau contenue dans un réservoir, s'amortissent rapidement (ce qui constitue un sérieux

(¹) Il s'agit de mouvements dans lesquels les deux cônes de Poinsot sont de révolution et la vitesse angulaire constante. (J. H.)

(*) Séance du 26 avril 1948.

inconvénient pour l'utilisation de la cuve à rides pour l'étude de l'acoustique des salles). Mais nous avons pu constater qu'en établissant un très léger courant laminaire à la surface libre de l'eau, le champ des rides se trouvait considérablement augmenté. C'est ce que montrent les photographies 1 et 2.

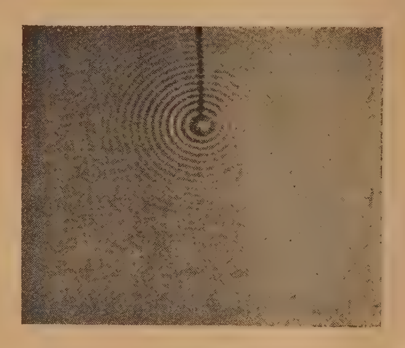


Fig. 1. — Rides dans la cuve sans courant d'eau.

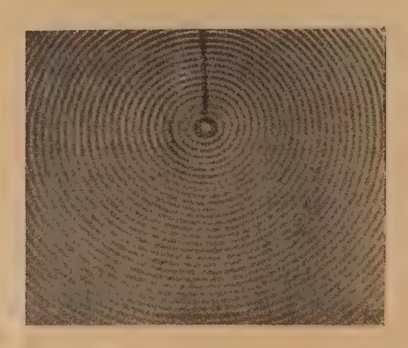


Fig. 2. — Rides dans la cuve avec un très faible courant d'eau en surface.



Fig. 3. — Eau ordinaire. A = 39,5 dynes par centimètre.



Fig. 4. — Eau additionnée de quelques gouttes de solution de sulforicinate de pyridine. A = 67,2 dynes par centimètre.

Fréquence du vibrateur : N = 45 vibrations par seconde.

Nous avons essayé d'interpréter ce fait en déterminant le coefficient d'amortissement de l'amplitude. Les formules et les notations employées sont les suivantes :

$$a = a_0 e^{-\mu r}, \qquad \mu = \frac{8\pi^2\eta}{V\lambda^2\rho}, \qquad \text{avec} \quad V = \lambda N$$

et

$$\rho\lambda V^2 = 2\pi A, \qquad \text{d'où l'on tire} \quad \mu = \frac{4\pi N\eta}{A}.$$

a_0, amplitude initiale des rides; a, amplitude à la distance r; r, distance à la source; μ, coefficient d'absorption; V, vitesse des rides; N, fréquence; λ, longueur d'onde; ρ, masse spécifique du fluide; η, coefficient de viscosité; A, tension superficielle.

L'amplitude à la distance r est donc fonction de la fréquence, de la viscosité et de la tension superficielle du liquide. On a intérêt à augmenter la tension superficielle, toutes choses égales d'ailleurs, pour augmenter le champ des rides. Nous avons donc émis l'hypothèse que le courant d'eau en surface, que nous avions réalisé, pouvait agir dans ce sens en nous fournissant un moyen très simple d'obtenir une *surface fraîche*. Pour justifier cette hypothèse, il nous fallait : *a*. vérifier l'influence de l'agitation sur la tension superficielle de l'eau employée ; *b*. vérifier l'importance que la tension superficielle a sur l'amortissement des rides.

a. Une eau propre en apparence peut avoir une surface contaminée, soit par l'extension superficielle des particules de matières grasses en suspension dans l'air, soit surtout par la concentration superficielle des molécules tensio-actives qu'elle peut contenir. Ainsi la tension superficielle n'est pas uniquement déterminée par la composition globale du liquide et elle varie avec le temps. Effectivement nous avons pu relever un écart notable pour un même échantillon d'eau dans des mesures de la tension superficielle prises à une heure de distance. Parallèlement, nous avons constaté avec un diffusiomètre une modification de l'état de surface pour cette même durée de repos.

b. L'influence de la tension superficielle sur l'amortissement des rides est mise en évidence par les photographies 3 et 4.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Correspondance mécanique classique-mécanique ondulatoire. Intégrale du deuxième ordre indépendante du temps. Étude de deux cas particuliers*. Note (*) de M. **Robert Faure**.

Nous avons montré dans une Note récente [1] qu'à une intégrale quadratique de la mécanique classique ne correspondait pas obligatoirement une intégrale du deuxième ordre quantique.

Nous avons indiqué les conditions auxquelles devaient satisfaire les données du problème lorsque l'Hamiltonien classique était

$$H = \sum_i \frac{1}{2} A_i p_i^2 + u$$

et l'intégrale $F = \Sigma_i P_i p_i^2 + R$.

L'étude des cas particuliers à deux et trois paramètres conduit aux résultats suivants :

1° *Cas à deux paramètres*. — Les équations de la mécanique analytique classique (E)

$$\text{(I)} \qquad P_i \frac{\partial A_k}{\partial q_i} - A_i \frac{\partial P_k}{\partial q_i} = 0 \qquad (i = k,\ i \neq k),$$

$$\text{(II)} \qquad 2 P_i \frac{\partial u}{\partial q_i} - A_i \frac{\partial R}{\partial q_i} = 0$$

(*) Séance de 3 mai 1948.

(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1174.

conduisent aux systèmes

$$H = \frac{1}{2}\frac{B_1(q_1)p_1^2}{K_1(q_2)-K_2(q_1)} + \frac{1}{2}\frac{B_2(q_2)p_2^2}{K_1(q_2)-K_2(q_1)} + \frac{F_1(q_1)+F_2(q_2)}{K_1(q_2)-K_2(q_1)}.$$

Le système ainsi obtenu est un système séparable de Liouville et nous avons vu dans une Note antérieure ([2]) que pour un tel système le cas à deux paramètres est le seul où la séparation se maintienne en mécanique ondulatoire.

En séparant les variables dans l'équation $H = E$, on a

$$(3)\qquad \frac{1}{2}B_1(q_1)p_1^2 + F_1(q_1) = -EK_2(q_1) + \alpha;$$

$$(4)\qquad \frac{1}{2}B_2(q_2)p_2^2 + F(q_2) = EK_1 - \alpha.$$

Les équations (2) et (3) multipliées respectivement par K_1 et K_2 donnent

$$\frac{1}{2}(B_1K_1p_1^2 + B_2K_2p_2^2) + F_1K_1 + F_2K_2 = \alpha(K_1 - K_2),$$

et par suite, l'intégrale première

$$\frac{1}{2}\frac{B_1K_1p_1^2}{K_1-K_2} + \frac{1}{2}\frac{B_2K_2p_2^2}{K_1-K_2} + \frac{F_1K_1+F_2K_2}{K_1-K_2} = \alpha;$$

l'existence de l'intégrale première est liée au fait même que les variables se séparent, le même fait a lieu en mécanique ondulatoire et donne lieu à l'intégrale quantique

$$\Lambda = -\frac{h^2}{8\pi^2}\left(\frac{B_1K_1}{K_1-K_2}\frac{\partial^2}{\partial q_1^2} + \frac{B_2K_2}{K_1-K_2}\frac{\partial^2}{\partial q_2^2} + \frac{B_1K_1}{K_1-K_2}\frac{\partial}{\partial q_1}\operatorname{Log}\sqrt{\frac{B_1}{K_2}}\frac{\partial}{\partial q_1} + \frac{B_2K_2}{K_1-K_2}\frac{\partial}{\partial q_2}\operatorname{Log}\sqrt{\frac{B_2}{K_1}}\frac{\partial}{\partial q_2}\right) + \frac{F_1K_1+F_2K_2}{K_1-K_2}.$$

Cas à trois paramètres. — On peut satisfaire aux équations (E) avec

$$H = \frac{1}{2}\sum_1^3 \frac{F_1(q_1)(\alpha_2+\alpha_3)p_1^2}{(\alpha_2-\alpha_1)(\alpha_3-\alpha_1)} + \frac{G_1(q_1)(\alpha_2+\alpha_3)}{(\alpha_1-\alpha_2)(\alpha_3-\alpha_1)},$$

$$F_1 = \sum_1^3 \frac{F_1(q_1)p_1^2}{(\alpha_2-\alpha_1)(\alpha_3-\alpha_1)} + \frac{G_1(q_1)}{(\alpha_3-\alpha_1)(\alpha_1-\alpha_2)},$$

α_i, F_i, G_i n'étant fonction que de q_i.

L'étude de l'existence de la fonction R_1 à partir des résultats de la Note antérieure ([1]) montre que celle-ci n'existe pas lorsque les α_i sont de véritables fonctions et non des constantes.

Nous voyons donc dans l'étude de ce cas particulier qu'en général il est

---

([2]) *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1032-1033.

impossible d'affirmer d'emblée l'existence simultanée d'intégrales premières du deuxième ordre en mécanique classique et mécanique ondulatoire et par suite pour les ordres supérieurs à un. L'impossibilité d'une telle correspondance est due à la nature des coefficients des moments de Poisson dans l'Hamiltonien, c'est-à-dire à la nature des liaisons. Une telle correspondance n'a lieu que dans des cas bien particuliers, tels que celui de Liouville à deux paramètres où l'intégrale première provient d'une séparation de variables.

ASTROPHYSIQUE. — *Méthode de détermination spectroscopique des magnitudes absolues à partir de l'absorption du cyanogène.* Note (*) de M. **Jacques Plassard**, présentée par M. Bernard Lyot.

1. Depuis les travaux de Lindblad et de ses élèves, l'absorption des bandes violettes de cyanogène ($\lambda \leq 4216$ Å) sert à la détermination spectroscopique des magnitudes absolues des étoiles des classes F à M. Mais il est difficile d'évaluer l'absorption propre du cyanogène, par suite de la superposition de nombreuses raies métalliques. En particulier, la tête de bande la plus marquée, à 4216 Å, ne peut être séparée de la forte raie 4215,5 Å du strontium ionisé ($5^2S\ 1/2 - 5^2P\ 1/2$), d'où il résulte que les mesures faites en cet endroit portent sur l'absorption globale de CN et de Sr^+.

2. Nous avons cherché à déterminer plus exactement l'absorption du cyanogène, en opérant de la manière suivante. On mesure la densité optique D de l'atmosphère stellaire à 4216 Å; c'est la somme des densités optiques dues à CN et Sr^+.

$$D = D(CN) + D(Sr^+). \qquad (1)$$

On mesure d'autre part la densité optique D′ à 4077,7 Å, qui provient de la forte raie de Sr^+ $[5^2S(1/2) - 5^2P(3/2)]$. Les deux raies 4215,5 et 4077,7 formant un doublet, le rapport de leurs intensités en absorption est invariable et égal au rapport des produits νg de la fréquence de chaque radiation par le poids statistique de son niveau supérieur. On peut donc calculer, à partir de D′, la densité optique $D(Sr^+)$ à 4215,5 Å et tirer D(CN) à 4216 Å de la relation (1). On obtient

$$D(CN) = D + \log(0{,}516 + 10^{-D'-0{,}316}). \qquad (2)$$

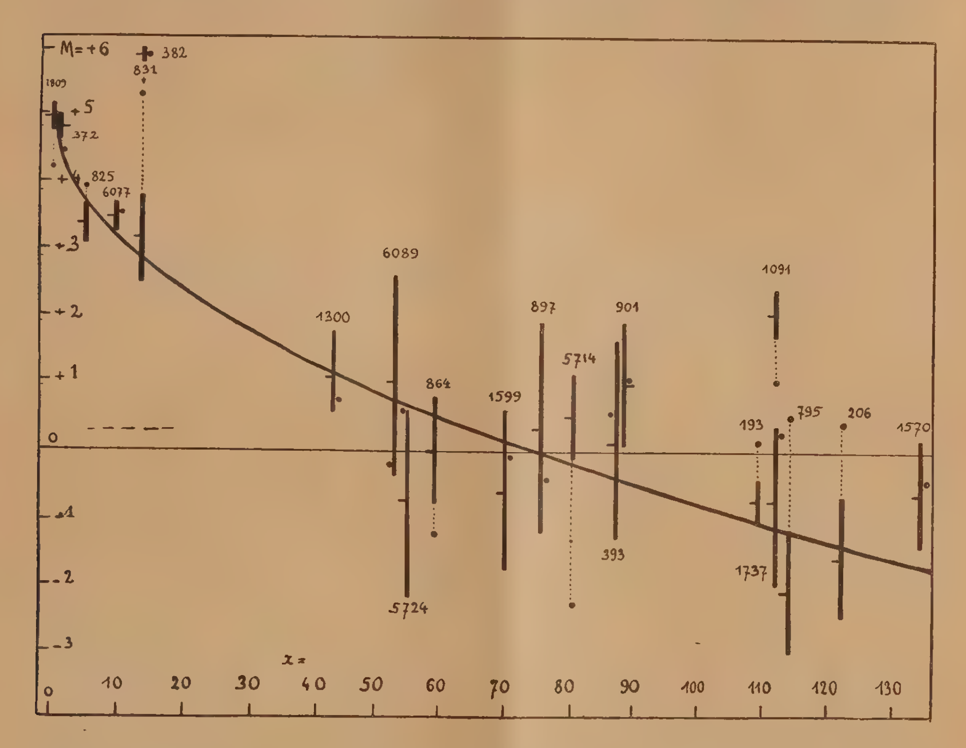
3. La méthode a été appliquée à l'étude des spectres de 21 étoiles que nous avons obtenus avec le spectrographe à un prisme monté sur le télescope de 120cm de l'Observatoire de Haute-Provence (dispersion, 66 Å/mm à 4216 Å). La gradation des plaques est réalisée au moyen du dispositif décrit par Barbier (1), et les clichés sont enregistrés au microphotomètre de Moll.

(*) Séance du 3 mai 1948.

(1) *Annales d'Astrophysique*, 1-2, 1944, p. 80.

Le tracé du spectre continu, indispensable à l'évaluation des densités optiques D et D′, est difficile et constitue la principale cause d'incertitude des mesures.

Sur le graphique reproduit ci-dessous, on a porté en abscisse la quantité $x = 1000\,\mathrm{D(CN)}$ et en ordonnée les magnitudes absolues déduites des parallaxes trigonométriques du Catalogue de Schlesinger [2]. Chaque étoile est



représentée par un segment de droite joignant les deux valeurs limites correspondant à la précision des mesures trigonométriques et coupé en son milieu par un trait de repère. Le point noir placé à côté indique la magnitude absolue spectroscopique déterminée au Mont Wilson [3]. Les numéros des étoiles sont ceux du *Preliminary General Catalogue* de Boss.

On voit que, à l'exception des étoiles nos 382 et 1091, les magnitudes absolues se groupent bien le long d'une courbe moyenne d'équation

$$M = 5 - \sqrt{\frac{x}{3}}. \tag{3}$$

4. Tandis que les relations établies précédemment à partir de mesures

---

(2) *General Catalogue of Parallaxes*, Yale, 1935.

(3) *Contributions from the Mount Wilson Observatory*, 511, 1935, p. 1.

moins explicites faisaient intervenir le type spectral ([4]), la relation obtenue ici est, au moins en première approximation, indépendante de celui-ci.

Pour les 19 étoiles conservées, l'écart moyen entre les magnitudes absolues calculées par (3) et les magnitudes absolues trigonométriques est $\pm$ 0,53 magnitude et il tombe à $\pm$ 0,07 si l'on adopte la magnitude trigonométrique correspondant à l'extrémité du segment la plus voisine de la courbe. Lorsque nous avons mesuré l'écart moyen entre les magnitudes absolues spectroscopiques du Mont Wilson et les mêmes magnitudes trigonométriques, nous avons trouvé, même après élimination des deux écarts les plus grands (étoiles nos 831 et 5714), des nombres plus élevés : $\pm$ 0,82 dans le premier cas et $\pm$ 0,29 dans le second.

ASTRONAUTIQUE. — *Sur les problèmes de l'évasion hors de l'attraction terrestre et de la gravitation autour de la Terre.* Note ([*]) de M. **Robert Genty**, présentée par M. Donatien Cot.

L'emploi des fusées a permis d'envisager favorablement la solution des problèmes de l'*évasion* et de la *gravitation* qui jusque-là présentaient des difficultés techniques considérables du fait de la grande importance de la résistance de l'air à basse altitude pour des vitesses élevées. Ces engins peuvent en effet, après avoir traversé les couches sensibles de l'atmosphère à vitesse relativement faible, gagner les régions suffisamment éloignées de la surface de la Terre pour que la résistance de l'air y soit négligeable. Cet éloignement entraîne d'autre part une réduction avantageuse des vitesses d'évasion V_ε et de gravitation V_γ, et implique des accélérations très modestes pour le mouvement du mobile. Cette dernière propriété facilite beaucoup la conception technique des engins et permet d'envisager, le cas échéant, l'emport d'êtres vivants.

Mais il n'est dès lors plus possible de conserver l'hypothèse des balisticiens : accélération de la pesanteur constante. C'est pourquoi nous avons repris le problème de la fusée en tenant compte de son nouvel aspect.

Il faut que la fusée atteigne en un point de sa trajectoire, que nous choisirons rectiligne par rapport à la Terre (cas du lancement vertical), la vitesse d'évasion V_ε ou la vitesse de gravitation V_γ, selon le cas. En ce qui concerne la gravitation, il sera nécessaire d'orienter la fusée à cet instant afin qu'elle prenne une direction tangente à sa trajectoire orbitale. Des procédés de télécommande radioélectrique de principe connu ou plus simplement même, un appareillage mécanique accélérométrique, peuvent déterminer ce basculement au moment voulu.

Soient V la vitesse de la fusée en un point d'abscisse S (comptée du centre de

([4]) Forsten Setterberg, *Stokholms Observatoriums Annaler*, **15**, **1**, 1947.

([*]) Séance du 3 mai 1948.

la Terre) correspondant à l'instant t, c la vitesse d'éjection des gaz qui sera considérée comme constante, la poussée étant alors elle-même constante, g l'accélération de la pesanteur, k la constante de l'attraction newtonienne, m_0 la masse totale de la fusée au départ, m_1 la masse de la fusée vidée de son fluide propulsif, m_p la masse du fluide propulsif au départ, avec $t=0$ et $S=S_0$ (rayon terrestre) au départ et $t=t_p$, $S=S_1$ en fin de combustion.

Posons $\delta=m_p/m_0$. Pour les raisons indiquées plus haut nous négligeons la résistance de l'air. L'équation différentielle du mouvement s'écrit

$$\frac{dV}{dt}=\frac{\dfrac{m_p}{t_p}c}{m_1+m_p\dfrac{t_p-t}{t_p}}-g \tag{1}$$

ou

$$\frac{d^2S}{dt^2}+\frac{k}{S^2}-\frac{\dfrac{m_p}{t_p}c}{m_1+m_p\dfrac{t_p-t}{t_p}}=0. \tag{2}$$

Nous intégrerons d'abord l'équation (1) en supposant g constant, puis nous calculerons le terme complémentaire qui tiendra compte de la variation de g avec S. Pour $g=g_0$ const. (g_0 valeur de g au sol), l'équation (1) donne pour la vitesse en un point courant

$$V'=-c\,\mathrm{Log}\left(1-\frac{\delta t}{t_p}\right)-g_0t$$

et pour $t=tp$ en fin de course utile

$$V'_1=c\,\mathrm{Log}\frac{1}{1-\delta}-g_0t_p. \tag{3}$$

Cette formule est bien connue. Elle sert couramment aux techniciens de l'engin dit V2, qui opèrent dans le domaine de la balistique. Cependant elle ne saurait suffire à l'étude qui nous intéresse parce que, dans les conditions actuelles, on se trouve à la limite des possibilités mécaniques, et il ne convient pas de s'arrêter à une solution systématiquement pessimiste. Calculons maintenant le terme complémentaire. Pour cela remarquons que l'expression $m_1+m_p(t_p-t)/t_p$ qui est une fonction de t est également une fonction de S. Sans faire aucune hypothèse particulière sur la forme de cette fonction, on peut écrire $m_1+m_p(t_p-t)/t_p=f(S)$; l'équation (2) devient alors

$$\frac{d^2S}{dt^2}+\frac{k}{S^2}-\frac{\dfrac{m_p}{t_p}c}{f(S)}=0$$

ou, en intégrant une fois,

$$V^2-\frac{2k}{S}-2\int_{S_0}^{S}\frac{\dfrac{m_p}{t_p}c}{f(S)}dS+M\,(\text{const.})=0. \tag{4}$$

Or, pour g constant l'équation (1) donne par intégration

$$V'^2 + 2g_0 S - 2\int_{S_0}^{S} \frac{\frac{m_p}{t_p} c}{f(S)} dS + M' \text{ (const.)} = 0. \tag{5}$$

En effectuant le calcul entre les limites S_0 et S_1 et en retranchant membre à membre (5) de (4), il vient

$$V_1^2 - V_1'^2 = 2g_0 \frac{(S_1 - S_0)^2}{S_1} \tag{6}$$

et en rapprochant cette expression (6) de (3)

$$V_1^2 = \left(c \operatorname{Log} \frac{1}{1-\delta} - g_0 t_p\right)^2 + 2g_0 \frac{(S_1 - S_0)^2}{S_1},$$

formule qui tient compte de la variation de g avec l'altitude.

CHALEUR. — *Influence de l'humidité sur la conduction thermique des corps granuleux.* Note de M. **Marcel Devienne**, présentée par M. Gustave Ribaud.

L'étude expérimentale de la conduction thermique des corps granuleux est faite à l'aide d'une méthode de régime variable décrite par ailleurs. Pour permettre une interprétation théorique plus commode, le corps granuleux est constitué de petites billes de même rayon (acier, silice, plomb) placées dans un cylindre métallique. Le cylindre à température homogène, est plongé dans un bain froid maintenu à une température constante. La variation de température en fonction du temps au centre du cylindre permet de déterminer la diffusivité thermique a du corps granuleux et, par suite, connaissant la chaleur spécifique et la densité de ce corps, le coefficient de conduction thermique λ.

L'étude a consisté, en particulier, dans l'examen de l'influence, sur le coefficient λ, de l'eau condensée sur des billes de verre de silice de $3^{mm},3$ de diamètre. La mesure du coefficient est d'abord effectuée avec de l'air rigoureusement desséché. On introduit ensuite des masses connues d'eau dans le cylindre qui est mis en relation avec une enceinte contenant de la vapeur d'eau sous diverses pressions et, pour chaque quantité d'eau, on effectue la mesure de λ. Dans l'air sec à 0° et, pratiquement dans l'air non saturé de vapeur d'eau à la même température, λ est égal à $\lambda_0 = 0{,}000418$ cal/cm^{-1}/sec^{-1} (°C)$^{-1}$. Au fur et à mesure que de l'eau se condense sur les grains, le coefficient de conduction apparente augmente. Au début, pour une masse d'eau condensée de 0,618 milligramme par litre, la conduction thermique augmente de 7 %; l'augmentation est de moins en moins rapide au fur et à mesure que s'accroît la quantité d'eau condensée; elle n'est que de 38 % pour une masse d'eau condensée de $0^g,300$ par litre; elle n'est seulement que de 55 % pour une masse d'eau de $2^g,78$. A remar-

quer que, si le cylindre contenant les billes est rempli d'eau, le coefficient λ est à peine 3,72 fois plus grand que celui de l'air sec.

On a essayé d'interpréter les résultats obtenus. L'influence qui paraît la plus grande est celle de la présence d'un noyau liquide au point de contact des billes, tout au moins dans le cas où la masse d'eau liquide est suffisante. Supposons que cette cause joue un rôle prépondérant, le calcul simple montre que les coefficients obéissent à la loi

$$\frac{\log \dfrac{m_k}{m_p}}{\lambda_k - \lambda_p} = \text{const.},$$

formule dans laquelle m_k et m_p représentent les masses d'eau condensée dans les expériences k et p, λ_k et λ_p les coefficients de conduction thermique du corps granuleux correspondant à ces masses. Effectivement, pour des masses d'eau condensée comprises entre $6^{\text{mg}},676$ et $2^{\text{g}},78$ par litre et des coefficients de conduction variant entre $1,137\,\lambda_0$ et $1,538\,\lambda_0$, on a, par exemple, en prenant pour p une expérience correspondant à une masse d'eau condensée de $0^{\text{g}},300$ par litre, des valeurs du rapport précédent variant entre 6,7 et 3,4.

Pour des masses d'eau plus faibles, le rapport atteint des valeurs sensiblement plus grandes, de l'ordre de 8,5; il se peut que, du fait de la faible condensation, l'eau soit localisée à la surface des billes et ne se rassemble plus aux points de contact de celles-ci, ce qui correspondrait à une augmentation beaucoup moins importante de la conduction.

Il est d'ailleurs probable que d'autres phénomènes d'importance relative moindre interviennent pour justifier les variations de la conduction thermique en présence d'eau. Par exemple, dans un champ thermique quelconque, une distillation s'effectuant des parties chaudes vers les parties froides, a pour effet une augmentation apparente de la conduction thermique.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *L'onde de surface de Sommerfeld. Solution définitive d'un problème resté depuis longtemps en suspens.* Note (*) de MM. **Théo Kahan** et **G. Eckart**.

En 1909, A. Sommerfeld [1] a étudié, dans un Mémoire célèbre, le rayonnement d'un dipôle électrique vertical au-dessus d'un sol plan.

Il obtient, dans le demi-espace supérieur pour la fonction de Hertz résultante :

$$\Pi_1 = \text{const.} \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda r)\, e^{-z\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}\,\lambda\, d\lambda}{k_1^2\sqrt{\lambda^2 - k_2^2} + k_2^2\sqrt{\lambda^2 - k_1^2}}. \tag{1}$$

En posant $J_0(v) = [\mathcal{H}_0^{(1)}(v) + \mathcal{H}_0^{(2)}v]/2$ on peut faire passer le chemin d'inté-

(*) Séance du 26 avril 1948.

(1) *Ann. d. Ph.*, Bd. **28**, 1909, p. 665 et suiv.

gration de l'intégrale contenant H_0^{1} dans le demi-plan supérieur du plan complexe λ, et il ne reste que l'intégrale suivante dans ce demi plan supérieur

$$(2)\qquad \text{const.} \int \frac{H_0^{(1)}(\lambda r)\, e^{-z\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}}{k_1^2\sqrt{\lambda^2-k_2^2}+k_2^2\sqrt{\lambda^2-k_1^2}}\lambda\, d\lambda$$

prise suivant les trois contours suivants : 1° sur un lacet (coupure de ramification) qui, partant de k_1 passe par l'infini du demi-plan supérieur; 2° sur un lacet du même genre partant du point k_2 et aboutissant à l'infini; 3° sur une circonférence entourant le pôle (zéro du dénominateur). Le chemin 1 fournit les ondes dites d'espace; le chemin 2 apporte une contribution négligeable; le contour 3 donne naissance à la célèbre onde de surface, de forme

$$(4)\qquad u_0 = \text{const.}\, \frac{e^{isr}}{\sqrt{r}}\, e^{-z\sqrt{s^2-k_1^2}},$$

s étant le pôle de l'expression sous le signe somme définie par $s = k_1 \sin\varphi$, $\varphi = \operatorname{arc\,tg}(k_2/k_1)$ étant l'angle de Brewster.

En 1919, Weyl ([2]) traite le même problème sous une autre forme qui contient uniquement la partie fournie chez Sommerfeld par le lacet 1. Il met ainsi en doute l'existence même de l'onde de surface. Un grand nombre d'auteurs se sont attachés à la question de savoir si l'onde de surface possède une réalité physique ou non. En 1936, Norton constata, au cours d'une étude expérimentale, que l'onde de surface n'existait pas ([3]). En 1947, Epstein publie le raisonnement suivant qui serre de près la réalité ([4]) (*fig.* 2).

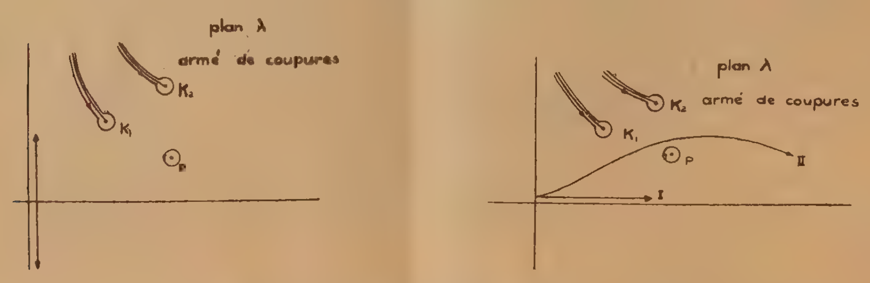


Fig. 1. (P doit se trouver à gauche de k_1.) Fig. 2.

Pour le rayonnement *primaire* on peut choisir à volonté pour notre intégrale, soit le chemin 1, soit le chemin 2 (*fig.* 2); celui-ci ne contient plus le pôle P. En déformant maintenant le chemin 2 de façon à le tirer en haut, on élimine

([2]) *Ann. d. Phys.*, 1919, p. 481 et suiv.
([3]) *Proc. I. R. E.*, septembre 1936.
([4]) *Proc. Nat. Ac. Sc.*, juin 1947.

l'onde de surface. Epstein fait alors remarquer que le problème de rayonnement en question n'est pas bien déterminé. Or, il est évident qu'on ne peut pas se contenter, comme le fait Epstein, de dire que le problème posé n'est pas univoque. Pour reprendre une formule de Sommerfeld, la nature réalise une, et une seule solution bien définie; il faut seulement trouver l'hypothèse supplémentaire qui permette de choisir la solution correcte parmi toutes les solutions possibles. C'est Sommerfeld lui-même qui fournit le critère dans son travail sur les fonctions de Green de l'équation d'onde ([5]).

Dans le cas de k_1 et k_2 réels ([6]), nous pouvons rendre le problème univoque en faisant appel à la célèbre condition d'unicité (*Ausstrahlungsbedingung*) de Sommerfeld ([5]) : il y a lieu d'exiger qu'à une distance suffisamment grande de l'émetteur, l'onde ne se compose que d'ondes divergentes, qu'elle ne contienne donc plus de composante revenant de l'infini. En procédant de la sorte, la solution devient univoque comme les auteurs le montreront ultérieurement.

Ainsi, en considérant l'onde de surface qui n'est autre chose qu'une onde incidente sous l'angle de Brewster, multipliée encore par le facteur const.$/\sqrt{r}$, l'on obtient

$$u_{\text{surface}} = \frac{\text{const.}}{\sqrt{r}} e^{ik\sin\varphi r - ik\cos\varphi z}.$$

Le second terme de l'exposant montre qu'il s'agit d'une onde cheminant dans la direction $-z$, par conséquent d'une onde *convergente* partie de l'infini et ne satisfaisant plus à la *Ausstrahlungsbedingung*. Pour remplir cette condition, il faut choisir le chemin 2 pour l'intégrale contenant $H_0^{(1)}(\lambda_2)$.

Ainsi le problème est bien défini et univoque (contrairement à ce qu'affirme Epstein) et l'onde de surface n'existe pas dans le rayonnement du dipôle. Voilà donc supprimé le désaccord entre Sommerfeld et Weyl et le résultat expérimental de Norton se trouve théoriquement bien établi.

ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — *Propriétés et applications des guides à section ovale.* Note (*) de M. **Marc Jouguet.**

Dans une précédente Note ([1]) nous avons indiqué le principe d'une méthode de perturbation s'appliquant à l'étude de la propagation des ondes dans un guide à section presque circulaire. Les phénomènes que cette étude met en évidence, peuvent donner lieu à différentes applications :

([5]) *Jahresber. der Deutsch. Math. Vereinigung*, 1913, p. 309 et suiv.

([6]) La solution physique doit bien entendu rester valable aussi pour k_1 et k_2 réels. Pour k_1 et k_2 complexes, la solution obtenue par prolongement analytique doit satisfaire à l'*Ausstrahlbedingung*.

(*) Séance du 3 mai 1948.

([1]) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1436.

1. En utilisant un tronçon de guide à section presque circulaire, de longueur convenable, et en donnant à sa section droite une forme appropriée, on peut effectuer sur une onde (E_p) ou (H_p) les transformations suivantes.

a. Transformation d'une onde à polarisation rectiligne en une onde de même type, mais orientée différemment autour de l'axe, les plans de symétrie de l'onde ayant finalement tourné d'un angle donné quelconque.

b. Transformation d'une onde à polarisation rectiligne en une onde de même type, mais à polarisation elliptique, l'ellipticité des champs pouvant être quelconque et transformation inverse ([2]).

2. En particulier, pour effectuer les transformations précédentes sur des ondes (E_1) ou (H_1), on peut utiliser un tronçon de guide à section ovale, ayant deux plans de symétrie rectangulaires A et A′ passant par l'axe. Considérons plus particulièrement une onde (E_1). Elle présente deux plans de symétrie rectangulaires P et P′. Appelons plan principal P celui qui coupe orthogonalement les lignes de force électrique et plan antiprincipal P′ celui qui coupe orthogonalement les lignes de force magnétique et qui contient les lignes nodales du champ magnétique. Si l'on effectue la transformation *a* sur une onde (E_1) au moyen d'un guide ovalisé ayant ses plans A et A′ inclinés à 45° sur les plans P et P′, ces derniers plans échangent leurs positions.

3. Cette propriété peut être utilisée pour faire passer une onde (H_0) d'un guide à section circulaire G_1 dans un autre guide identique G_2, les axes de ces deux guides faisant entre eux un angle donné quelconque β. Soit Q le plan des deux axes. Raccordons au guide G_1 un guide courbé à section circulaire C_1, faisant tourner l'axe d'un angle θ_1 dans le plan Q. On sait ([3]) que si θ_1 est multiple demi-entier d'un certain angle θ_0, l'onde (H_0) est transformée en une onde (E_1) admettant le plan Q pour plan principal. Faisons passer cette onde dans un tronçon convenable de guide ovalisé O_1, ayant ses plans de symétrie A et A′ inclinés à 45° sur le plan Q. Elle est transformée en une onde (E_1) qui admet le plan Q pour plan antiprincipal. Faisons-la passer ensuite dans un guide courbé à section circulaire C_2 qui fait tourner l'axe d'un angle θ_2 dans le plan Q. On sait ([3]) que, quel que soit θ_2, l'onde n'est pas sensiblement modifiée. En lui faisant alors traverser un tronçon O_2 identique à O_1, on amènera à nouveau le plan principal à coïncider avec le plan Q. Enfin, un guide à section circulaire courbé C_3, faisant tourner l'axe d'un angle θ_3, multiple demi-entier de θ_0, rétablira l'onde (H_0), qu'on pourra envoyer dans le guide G_2. Comme l'angle θ_2 peut être quelconque, il est toujours possible de choisir θ_1, θ_2 et θ_3 de façon que la somme algébrique de ces angles soit égale à l'angle donné β. Ainsi se trouve résolu le problème de la transmission d'une onde (H_0) dans un coude d'angle total quelconque.

([2]) Une application analogue des guides à section aplatie a été indiquée par Edmond Safa (*Ann. des Télécommunications*, **2**, n° 11, 1947).

([3]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 998-1000.

4. Le même problème peut d'ailleurs être résolu plus simplement, sans l'emploi de guides ovalisés. Il suffit de placer à la suite l'un de l'autre trois coudes C_1, C_2 et C_3 ayant leurs axes courbés respectivement dans trois plans Q_1 Q_2 et Q_3. Le plan Q_2 sera perpendiculaire à Q_1 et le plan Q_3 perpendiculaire à Q_2. On prendra encore pour θ_1 et θ_3 des valeurs multiples demi-entières de θ_0 et θ_2 sera choisi de façon que l'angle total dont tourne l'axe soit égal à l'angle β. Mais ici, les axes des guides G_1 et G_2 ne seront pas dans un même plan. Il est facile de montrer que, θ_1 et θ_3 étant choisis, il y a pour θ_2 une ou deux valeurs, suivant la valeur de β.

5. En ce qui concerne les ondes (H_0), ajoutons que la propriété remarquable dont elles jouissent, d'avoir un affaiblissement qui décroît quand la fréquence augmente, ne subsiste pas dès que la section du guide cesse d'être rigoureusement circulaire. Cette propriété est due, comme on le sait, à l'absence de courant longitudinal dans la paroi. Or, la moindre déformation de la section droite fait apparaître une composante longitudinale de courant, à laquelle correspond un affaiblissement supplémentaire qui croît avec la fréquence. Toutefois, cet affaiblissement est infiniment petit avec la déformation.

ÉLECTRONIQUE. — *Singularités du spectre lumineux des cathodes à oxydes pendant l'émission électronique.* Note (*) de MM. **Jean Debiesse** et **Robert Champeix**, présentée par M. Camille Gutton.

Les cathodes à oxyde utilisées dans les tubes thermoioniques comportent un support de nickel chauffé vers 1000°K. recouvert d'une couche d'environ 50 μ d'un mélange d'oxyde de baryum et de strontium.

Il semble actuellement admis qu'après activation, une telle cathode présente, d'une part, une couche complexe (silicate de Ba, aluminate de Ba, d'une façon plus générale sel oxygéné de Ba) au contact du nickel ([1]), d'autre part, un revêtement superficiel d'oxyde de strontium (épaisseur 10^{-5} cm) ([2]) probablement recouvert d'atomes de baryum.

W. Mecklenburg ([4]) puis récemment A. Wright ([5]) ont résumé les principales théories expliquant le mécanisme de l'émission des électrons par les cathodes à oxydes.

Il nous a semblé intéressant d'étudier si une certaine liaison ne peut exister entre l'émission électronique et l'émission de lumière par la cathode (Théorie de Boer 1935, par exemple).

(*) Séance du 3 mai 1948.

([1]) H. P. Rooksby, *Nature*, G. B., **159**, 1947, p. 602-610.

([2]) A. Fineman and A. Eisenstein, *J. App. Phys.*, **17**, 1946, p. 863.

([3]) *J. App. Phys.*, **17**, 1946, p. 664.

([4]) *Zeits. f. Phys.*, **120**, 1942, p. 21.

([5]) A. Wright, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, 1948, p. 337.

Nous avons procédé aux expériences suivantes :

Une cathode à oxydes sert de source lumineuse à un spectrographe Huet (type A). La température est maintenue constante par contrôle au pyromètre. On tire alors un spectre de la source (pose quelques heures) :

1° Quand la cathode ne débite pas d'électrons.

2° Quand la cathode débite un flux électronique (courant anodique 75 mA. pour une surface utile de la cathode de 0,65 cm^2. Tension anodique 250 volts).

On obtient dans les deux cas le même spectre continu auquel se superposent, dans le deuxième cas seulement, des raies que nous avons étudiées et identifiées à l'aide du microdensimètre Vassy.

Ces raies sont les suivantes :

5535,5	Ba I	4962,2	Sr I	4934,1	Ba II
4861,3	Hβ	4961,6	Ba	**4607,3**	Sr I
4579,7	Ba	**4554**[illegible]	Ba II	4340,4	Hγ

Les longueurs d'onde indiquées en caractères gras sont celles de raies particulièrement intenses.

L'émission de ces raies est facilitée soit par une élévation de la température de la cathode 800 à 1200°C., soit par un accroissement du débit électronique (25 à 100 mA).

A. Gehrts ([6]), puis F. Detels ([7]) avaient signalé la présence des raies du Ba dans le spectre de la lueur verte qui apparaît auprès d'une cathode au Ba O, surchauffée, d'où l'on tirait un fort courant électronique.

Dans les conditions de nos expériences aucune lueur n'apparaît au voisinage de la cathode. La même étude a été faite avec des cathodes : soit à l'oxyde de strontium seul, soit à l'oxyde de baryum seul ([8]). Il apparaît alors, pour les premières,

les raies { 4861 Hβ, **4607,3** Sr I, 4340,4 Hγ,

et pour les secondes, avec une très faible intensité, la raie 4861,3 Hβ.

Conclusion. — Une certaine corrélation existe entre l'émission électronique et l'émission lumineuse (existence d'atomes alcalinoterreux une ou deux fois ionisés).

(La présence de raies dues à l'hydrogène s'explique par le recuit des électrodes dans ce gaz, recuit fait avant la fermeture des tubes.)

([6]) *Zeits f. tech. Physik*, **11**, 1930, p. 246.

([7]) *Zeits f. Hochfrequenz*, **30**, 1937, p. 10.

([8]) Les cathodes au SrO ou au Ba O n'émettent respectivement le flux électronique voulu (75 mA) que par l'emploi de potentiels anodiques de 280 et de 300 volts.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur la théorie du polissage anodique.*
Note (*) de M. **Jean Mercadié**, présentée par M. Pierre Jolibois.

A première vue, il semble paradoxal que la dissolution d'une anode métallique dans un bain d'électrolyse ne soit pas, en général, accompagnée du polissage de cette électrode, c'est-à-dire de la disparition sélective de ses microaspérités. Par analogie avec ce qui se passe dans l'air, au voisinage d'un conducteur, ou, à l'échelle du centimètre, dans une cuve rhéographique, on pourrait s'attendre à ce que les lignes de force du champ se concentrent à proximité des portions convexes de l'électrode, et provoquent, quel que soit le bain, la dissolution accélérée des aspérités. On sait, qu'au contraire, les bains de polissage sont très particuliers. Les résultats que j'ai publiés dans une Note précédente suggèrent une explication.

En général, le sel résultant de l'attaque électrochimique est entièrement dissocié. Nous avons vu que dans ces conditions, la charge d'espace répartie dans la couche de diffusion enveloppant l'électrode, tend à uniformiser la densité de courant à la surface de cette dernière et, par suite, à réduire l'attaque sélective des aspérités.

D'autre part, le mécanisme de décharge des ions ne semble pas directement affecté par les valeurs locales de la courbure de l'anode. Cette décharge, en effet, ainsi que les réactions secondaires qui l'accompagnent aussitôt, se produisent au voisinage immédiat de l'électrode, dans une couche extrêmement mince d'une épaisseur de quelques angströms. A cette échelle, la courbure des aspérités est négligeable, et ne paraît pas pouvoir intervenir.

Nous avons aussi établi que cette courbure n'affecte pas la concentration des produits de l'électrolyse, qui est constante sur l'électrode. Elle ne peut donc pas davantage agir indirectement, par cet intermédiaire, sur les conditions énergétiques locales de la décharge. Les polarisations d'activation et de concentration sont les mêmes en tous les points de l'anode.

Il n'apparaît donc aucune raison théorique pour que, dans un bain entièrement dissocié, le polissage ait lieu.

Supposons, par contre, que le métal dissous se trouve engagé dans des complexes peu dissociés. Quel que soit le détail des calculs, actuellement en cours, il est évident que la charge d'espace aura un effet réduit. Les produits de l'électrolyse au contact de l'anode, s'éloigneront sous l'influence prépondérante de la diffusion; c'est ce que W. Elmore avait posé *a priori* ([1]). Il en résulte, comme l'indique cet auteur, que les aspérités sont l'objet d'une attaque accélérée. Le polissage devient possible.

Les considérations précédentes m'ont conduit à rechercher sous quelle forme

(*) Séance du 23 février 1948.

([1]) W. Elmore, *J. Appl. Phys.*, 10, 1939, p. 724; 11, 1940, p. 797.

se trouve le métal dissous dans les bains phosphoriques servant en particulier à polir le cuivre et le cadmium. J'ai mesuré, à l'équilibre, le potentiel d'une électrode de cuivre plongeant dans une solution contenant une quantité fixe de cuivre en présence de quantités variables de phosphate monosodique. Mes mesures (²) montrent qu'à 25° le potentiel de l'électrode décroît régulièrement de 264 à 225 mV lorsque la concentration de PO_4H_2Na augmente de 0,073 à 2,09 mol/g/l. Cela implique que le métal dissous, presque entièrement à l'état d'ion Cu^{++} en présence de peu d'ions $(PO_4H_2)^-$, est au contraire très fortement combiné à ces ions, lorsque leur concentration atteint 1 ion/g/l.

J'ai, depuis, étudié par la même méthode une électrode de cadmium. A 25°, le potentiel de l'électrode décroît de — 487 à — 516 mV lorsque, la quantité de cadmium en solution restant constante ($4,50.10^{-3}$ atome/g/l), la concentration de PO_4H_2Na croît de 0,1236 à 1,740 mol/g/l. L'interprétation est nécessairement la même : en solution phosphorique concentrée, le métal ne se trouve qu'en faible proportion à l'état de cathion métallique libre.

Il est intéressant, à ce sujet, de noter les résultats publiés par J. M. Stokes, à la suite de recherches indépendantes du problème du polissage (³). Il a constaté qu'en solution concentrée les coefficients d'activité moyenne des phosphates alcalins monométalliques prennent des valeurs particulièrement basses, comparables seulement à celles des nitrates et des perchlorates alcalins.

Il ne paraît pas possible d'expliquer ce fait sans l'attribuer à une dissociation incomplète des sels étudiés. Cela met en évidence une tendance marquée des anions correspondants à se combiner aux cathions métalliques, même alcalins. Cette propriété qui, pour $(PO_4H_2)^-$, s'accorde avec mes résultats, constitue une analogie significative (la première, à ma connaissance, qui ait été signalée, entre les anions intervenant dans les denx bains de polissage les plus utilisés. On peut penser que l'acide nitrique, dans le cas où il n'attaquera pas un métal d'une façon trop irréversible, pourra aussi permettre le polissage anodique.

Indiquons, pour terminer, que, dans le cadre de notre théorie, les substances aecessoires introduites en quantités notables dans un bain de polissage (alcool, auhydride acétique), ont pour rôle évident de réduire la constante diélectrique du milieu, et favorisent, par suite, la formation des complexes.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur l'électrolyse des solutions aqueuses des iodures d'alcoyle.* Note (*) de M. **Édouard Gand**, présentée par M. Pierre Jolibois.

Les recherches que j'ai effectuées sur l'hydrolyse des iodures d'alcoyle, sur la conductivité de leurs solutions aqueuses et organiques et sur la réaction

(²) J. Mercadié, *Comptes rendus*, **221**, 1945, p. 581.

(³) *Trans. Faraday Soc.*, **41**, 1945, p. 685.

(*) Séance du 3 mai 1948.

entre ces esters et les sels d'argent et de mercure, m'ont conduit à considérer comme plausible une ionisation partielle et progressive de l'ester dissous. J'ai été amené à faire l'électrolyse des solutions aqueuses de ces esters.

L'iodure d'alcoyle purifié selon la méthode que j'ai proposée [1] est dissous dans de l'eau purifiée. J'ai opéré avec électrodes en platine poli, en présence d'un excès d'ester et avec une faible agitation permanente pour maintenir la solution saturée et pour éliminer le plus possible l'iode moléculaire qui se forme à l'anode et qui se concentre de cette façon dans l'excès d'ester.

1° Après saturation des électrodes, des gaz se dégagent aux deux électrodes. Leurs débits, ainsi que l'intensité, croissent avec le temps, même à température maintenue constante. L'électrolyse présente donc un caractère de progressivité qui est le signe d'une évolution de la solution. Pendant tout le cours de l'électrolyse le volume total des gaz anodiques reste très inférieur au volume total des gaz cathodiques. Mais, par suite d'une diffusion faible d'une électrode à l'autre, leurs compositions qualitatives sont identiques.

2° Dès le début de l'électrolyse, de l'iode moléculaire apparaît à l'anode. Il en est ainsi même si la solution est fraiche, ce qui semble prouver qu'il ne s'agit pas d'iode libéré par l'hydrolyse, qui est d'ailleurs extrêmement lente [2]. Pendant tout le cours de l'électrolyse il n'apparaît pas d'iode moléculaire à la cathode.

3° Les gaz dégagés ont été traités par le nitrate d'argent concentré, la potasse caustique, le brome et le pyrogallol. Le traitement par le nitrate d'argent détruit la vapeur de l'iodure d'alcoyle [3], et si sa concentration est suffisante, l'iodure d'argent formé reste dissous et son élimination est facile. La partie absorbable est formée de vapeur d'iodure d'alcoyle, de vapeur d'iode, de gaz carbonique, d'oxygène et de carbures éthyléniques. Il n'y a pas de carbures acétyléniques. L'analyse de la partie non absorbable a comporté l'élimination préalable de l'hydrogène par combustion sélective sur palladium métallique avec de l'air, dans des conditions qui ont permis de brûler la totalité de l'hydrogène sans brûler les carbures, et ceci avec une erreur infime.

La partie non absorbable est constituée par un mélange d'hydrogène, d'un carbure saturé et d'azote, celui-ci provenant de l'azote atmosphérique dissous dans le bain.

L'électrolyse d'un iodure d'alcoyle fournit à la cathode un carbure saturé seulement. Ce carbure est celui qu'on obtient en substituant dans la formule de l'ester, l'atome d'iode par un atome d'hydrogène. L'électrolyse d'une solution d'iodure de méthyle donne le méthane, celle d'une solution d'iodure d'éthyle donne l'éthane, etc.

---

(1) *Bulletin de la Société Chimique de France*, **10**, 1943, p. 465.
(2) *Id.*, **11**, 1944, p. 511.
(3) *Id.*, **12**, 1945, p. 303.

4° L'oxygène dégagé à la cathode ne paraît pas provenir d'une réaction où l'eau interviendrait; car on peut réaliser des conditions expérimentales telles que le rapport des volumes d'azote et d'oxygène dans le gaz cathodique devient égal et même inférieur à celui des quantités de ces gaz normalement dissoutes dans l'eau en contact avec l'atmosphère. L'oxygène dégagé à la cathode provient donc vraisemblablement de l'oxygène atmosphérique dissous dans le bain.

L'absence d'iode moléculaire à la cathode exclut l'hypothèse d'une réduction de l'ester par l'hydrogène naissant. Diverses autres hypothèses sont possibles et font actuellement l'objet d'une étude critique. Mais l'hypothèse la plus simple est celle qui admet une ionisation partielle de l'ester dissous. Les ions alcooliques déchargés à la cathode s'y combineraient avec l'hydrogène naissant. Dans le cas de l'iodure d'éthyle, on aurait

$$C_2H_5 + H = C_2H_6.$$

Il ne se forme pas de butane, parce que la réaction a lieu sur une lame de platine où l'hydrogène est fortement adsorbé et parce que la mobilité de l'hydrogène doit être bien plus grande que celle de C_2H_5.

Les rapports des volumes de carbure et d'hydrogène se classent dans l'ordre des iodures d'alcoyle, c'est-à-dire dans l'ordre éventuel des mobilités des ions alcooliques.

ÉLECTROCHIMIE. — *Étude du coefficient de température de l'électrode à hydrogène. Effet des sels neutres sur la valeur de l'effet de température global.* Note (*) de M. **Maurice Bonnemay**, présentée par M. Louis Hackspill.

Dans une Note précédente on a donné les valeurs du coefficient de température global de l'électrode à hydrogène [1].

Dans la présente Note il est rendu compte des résultats des mesures faites sur des électrodes à hydrogène plongeant dans des solutions acides auxquelles on a ajouté des quantités déterminées de sels neutres, la composition de la solution étant déterminée pour chaque série d'expériences de manière à ce que l'activité des ions H^+ reste constante [2].

Les solutions dans lesquelles plongeaient les électrodes étaient de l'acide chlorhydrique auquel on avait ajouté en quantités croissantes les sels suivants : *a*. NaCl, *b*. KCl, *c*. $BaCl_2$, *d*. $MgCl_2$.

L'addition de sel neutre augmente le coefficient de température global γ_g [3]; la courbe de variation de γ_g en fonction de la concentration en ions Cl^-

(*) Séance du 12 avril 1948.

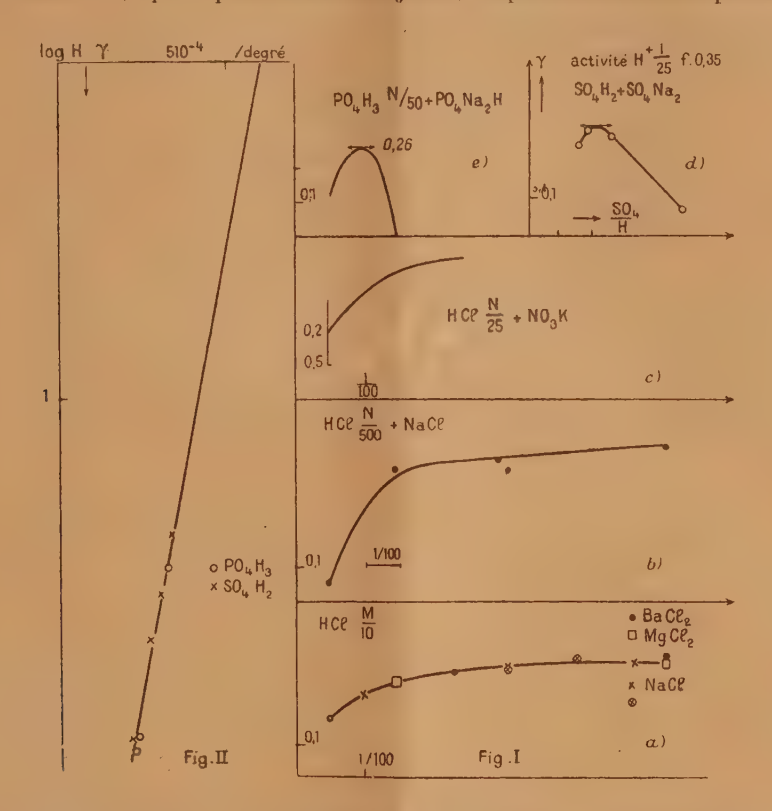
(1) *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1014.

(2) Pour la détermination de l'activité, voir, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1014.

(3) Pour la définition de γ_g, voir, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1014.

a l'aspect indiqué à la figure (I, *a*, *b*, *c*). Sa forme générale reste la même quand l'activité en ions H^+ varie.

Les courbes qui correspondent à l'addition des divers sels cités plus haut sont les mêmes, quel que soit le sel ajouté, le phénomène ne dépend, à une



activité donnée, que de la concentration en ions Cl^- et non de la nature du cation (*fig.* I, *a*).

L'addition de nitrate de potassium donne lieu à un phénomène semblable : la courbe $\gamma_g = f$(concentration de l'anion) croît de plus en plus lentement et tend peut-être vers un palier.

Les mêmes expériences ont été reprises en ajoutant du sulfate de sodium à de l'acide sulfurique.

Les courbes ont alors un aspect différent : elles passent par un maximum pour une concentration donnée de sel neutre. Cette concentration étant elle-même fonction de l'activité des ions H^+ à laquelle a été tracée la courbe, la figure (I, *d*) rend compte du phénomène.

On note le même effet lorsqu'on ajoute dans les mêmes conditions, du phosphate neutre de sodium à de l'acide phosphorique : les courbes présentent un

maximum pour une certaine concentration de phosphate et cette concentration est fonction de l'activité des ions H^+ de la solution (*fig.* I, *e*).

Un fait important est à noter, c'est que la valeur γ_m de ces maxima est la même pour les solutions phosphoriques et pour les solutions sulfuriques qui correspondent à une même activité en ions H^+.

La figure II montre pour les diverses activités de l'ion H^+ la concordance des résultats obtenus pour PO_4H_3 et SO_4H_2.

Les valeurs du coefficient de température que l'on obtient de cette façon ne dépendent plus de la nature de l'acide, mais uniquement de l'activité des ions H^+. Elles se rangent sur une droite de pente R/F.

La valeur extrapolée qui correspond à $[H^+] = 1$ est

$$E = 0,6.10^{-4} \text{ volt/degré.}$$

En résumé l'ensemble de ces mesures montre qu'il est possible, en choisissant convenablement la composition des électrolytes, d'obtenir des électrodes à hydrogène dont l'effet de température ne dépend que de l'activité de l'ion H^+. C'est-à-dire qui est vraisemblablement affranchi de l'erreur due à la jonction liquide entre les deux électrodes.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur une transformation du sélénium à basse température.* Note (*) de M. **Jean-Michel Dunoyer**, présentée par M. Pierre Jolibois.

Peu de substances ont donné lieu à un aussi grand nombre d'observations que le sélénium, sans que, pour autant, le sujet paraisse épuisé. On sait que le sélénium obtenu par action des réducteurs sur des solutions d'acide sélénieux est rouge; il est considéré comme amorphe. Chauffé à une température comprise entre + 70° et + 220°C., le sélénium rouge cristallise plus ou moins lentement en prenant une teinte grise. Au-dessus de 220°C., le sélénium fond et au refroidissement se solidifie en passant par un état pâteux. C'est ce que l'on appelle le sélénium vitreux. Nous n'avons connaissance d'aucune expérience permettant de passer par voie physique du sélénium gris ou du sélénium vitreux au sélénium amorphe rouge.

Les observations qui font l'objet de la présente Note mettent en évidence l'existence d'un état du sélénium stable seulement à très basse température. Ces observations sont les suivantes :

a. Du sélénium vitreux noir, pulvérisé dans un mortier, porté à basse température, prend à partir de — 80°C. environ une teinte rougeâtre, devenant franchement rouge à la température de l'azote liquide. Ramené à la température ambiante, la poudre reprend un aspect initial.

(*) Séance du 3 mai 1948.

b. La même expérience faite avec une couche de sélénium de 1/100 de millimètre d'épaisseur environ étendue au pinceau ne laisse voir aucun effet similaire.

c. Un morceau de sélénium vitreux non broyé ne change pas de couleur même après un séjour de plusieurs heures dans l'air liquide.

d. L'examen de la vitesse de réchauffement de la poudre dans le cas *a* ne révèle aucune anomalie décelant une modification brusque de l'état de cristallisation.

e. Du sélénium gris cristallisé en poudre avec lequel on répète l'expérience *a* ne change pas de couleur.

f. Une couche mince de sélénium obtenue par sublimation dans un très bon vide est transparente et rouge vif. Cette même couche portée quelque temps aux environs de $+200^\circ$C. devient grise et opaque par cristallisation.

L'interprétation de ces résultats nécessite l'obtention de diagrammes de Debye-Scherrer de sélénium vitreux en poudre à la température de l'azote liquide. Nous pensons pouvoir réaliser prochainement ces expériences ainsi que la prise de diagrammes de Laüe sur des couches de sélénium vaporisé.

CHIMIE MINÉRALE. — *Contribution à l'étude des solutions argentiques de brome.* Note (*) de Mlle **Marie-Louise Josien** et M. **Gabriel Sourisseau**, présentée par M. Paul Pascal.

L'étude par l'un de nous des solutions argentiques de chlore et des solutions argentiques d'iode a déjà révélé un certain nombre de faits intéressants (1); nous avons essayé d'étendre au brome les résultats obtenus pour les deux premiers halogènes.

Existence d'une première étape : possibilité de dosage. — L'action d'un sel d'argent sur une eau de brome débute suivant le processus déjà établi pour le chlore et l'iode : on assiste à la rupture de l'équilibre d'hydrolyse :

$$Br_2 + H_2O \rightleftharpoons BrH + BrOH,$$

rupture provoquée par la précipitation de l'acide bromhydrique. Au total, cette première réaction peut être formulée :

$$Br_2 + H_2O + R{-}Ag \rightarrow BrAg + BrOH + RH.$$

Le dosage des eaux de chlore (2) contenant des ions Cl^- peut donc être étendu au brome. Il n'est pas nécessaire de recourir, comme pour l'iode, à d'autres indicateurs que le chromate de potassium.

(*) Séance du 3 mai 1948.

(1) Josien, *Ann. Chim.*, 11e série, 5, 1936, p. 147.

(2) *Ibid.*, p. 148.

Étude cinétique de la disparition du pouvoir oxydant. — A. *Méthode*. — Pour étudier l'évolution du pouvoir oxydant d'une solution argentique de brome vis-à-vis de l'anhydride arsénieux en milieu alcalin, nous avons constitué des mélanges correspondant à la formule moléculaire par litre, $a Br_2 + b R - Ag$ (R, radical acide) et appliqué la technique déjà décrite pour l'iode ([3]).

B. *Résultats*. — 1° Le pouvoir oxydant des solutions argentiques de brome décroît lentement.

C'est ainsi que les mélanges ($0,008 Br_2 + 0,033 NO_3Ag$), ($0,010 Br_2 + 0,040 NO_3Ag$), ($0,019 Br_2 + 0,082 NO_3Ag$), ($0,041 Br_2 + 0,165 NO_3Ag$) présentaient encore 100 % du pouvoir oxydant initial au bout d'une heure. Ce n'est qu'au bout de plusieurs heures qu'on observe des variations sensibles. Le mélange ($0,031 Br_2 + 0,123 NO_3Ag$), étudié à 18°, nous a donné les valeurs suivantes : après 1 heure, 100 %; après 23 heures, 84 %; après 48 heures, 72 %; après 96 heures, 56 %. Par contre, il est important de remarquer que le pouvoir oxydant en milieu acide demeure, lui, absolument constant.

2° Si l'on étudie des solutions argentiques constituées à l'aide d'acétate d'argent, au lieu d'azotate, on observe des courbes semblables aux courbes à l'azotate, mais de vitesse nettement supérieure.

Les pouvoirs oxydants résiduels présentés par deux mélanges analogues de même formule moléculaire ($0,019 Br_2 + 0,038 R - Ag$) et ne différant que par la nature du radical acide R : azotique ou acétique, ont été comparativement les suivants, à 20° : au bout d'une heure :99 % pour l'azotate, 98,5 pour l'acétate; au bout de 7 heures : 93,5 et 83; au bout de 25 heures : 90 et 63; au bout de 59 heures : 87 et 49.

C. *Conclusions*. — L'évolution des solutions argentiques de brome se déroule donc comme pour celles obtenues avec le chlore et l'iode, mais à un rythme beaucoup plus lent.

Le mélange ($0,010 I_2 + 0,019 NO_3Ag$), à 16°, présente une vitesse considérable; il subsiste seulement 11 % du pouvoir oxydant initial au bout d'une minute, 3 % après 5 minutes, aucun après 10 minutes. Le mélange chloré ($0,010 Cl_2 + 0,020 NO_3Ag$) évolue déjà avec une vitesse beaucoup plus faible. Au bout d'une heure, à 17°, il présente encore 91 % du pouvoir oxydant initial, 82 % après quatre heures, 71 % après huit heures.

Mais c'est le mélange bromé ($0,010 Br_2 + 0,040 NO_3Ag$), mélange de même concentration en halogène, qui se révèle comme le plus lent, et cela, malgré un excès plus grand de sel d'argent. Après 17 heures, on trouve encore 98 % du pouvoir oxydant initial, 90 % après 72 heures, 89 % après 96 heures.

D'autre part, la vitesse d'évolution des solutions argentiques de brome dépend, comme pour l'iode, de la nature de l'anion du sel d'argent; mais il est remarquable que cette variation se produit en sens contraire. L'un de nous a déjà établi, en effet ([4]), que les sels d'acide fort provoquent une disparition plus rapide du pouvoir oxydant des solutions argentiques d'iode. Devant ce

---

([3]) *Ibid.*, p. 175.

([4]) *Ibid.*, p. 211.

fait, nous avons tenu à déterminer ce qui se passe dans le cas du chlore et nous avons constaté que le chlore se conduit comme le brome.

On peut donc se demander en face de cette absence de parallélisme entre les trois halogènes, si c'est le brome qui se particularise par rapport au chlore et à l'iode, courbe de disparition du pouvoir oxydant anormalement lente, ou, au contraire, si c'est l'iode qui se sépare du groupe chlore-brome à cause d'un mécanisme de réaction différent, révélé par l'influence accélératrice de l'acidité.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'absorption de l'oxyde de carbone par les solutions de carbonate cuivreux ammoniacal et son oxydation.* Note (*) de M. **Robert Duguet**, présentée par M. Paul Pascal.

Dans de précédentes communications (1) nous avons précisé les différentes formes sous lesquelles pouvait se trouver retenu l'oxyde de carbone au cours d'un barbotage à travers une liqueur de carbonate cuivreux ammoniacal. Nous avons montré, en effet, que dans tout phénomène d'absorption d'oxyde de carbone par ces solutions, ce gaz se trouvait à la fois dans les trois états suivants : stade dissolution physique, stade complexe déplaçable par le cyanure, stade non déplaçable par le cyanure.

De nouvelles expériences nous ont montré que les phénomènes étaient en réalité notablement différents au cours d'essais d'absorption de courte et de longue durée.

Si le barbotage est réduit à quelques heures ou à quelques dizaines d'heures seulement (c'est le cas que nous avions étudié au cours de la Note précédente), on trouve toujours un bilan correct du gaz en comparant le CO absorbé (obtenu en déduisant le CO sortant de l'appareil du CO entrant) avec la somme du CO fixé sous les trois stades indiqués précédemment. En particulier, on n'a pas pu mettre en évidence un enrichissement net en gaz carbonique de la solution.

Le Tableau I reproduit les résultats d'essais de courte durée effectués à 33° sur 4500$^{cm^3}$ d'une liqueur au carbonate cuivreux titrant par litre : CO_2 l/l, 58,5; Cu^+ g/l, 86^g; Cu^{++} g/l, 30^g.

Il n'en est plus de même lorsque le barbotage a été de longue durée à travers un volume plus petit de liqueur. Le CO récupéré par électrophorèse ne permet d'équilibrer le bilan que si l'on tient compte de l'enrichissement final de la liqueur en CO_2 provenant de l'oxydation, plus importante dans ce cas, d'un même volume de CO absorbé.

(*) Séance du 3 mai 1948.

(1) *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 1158 et **226**, 1948, p. 255.

Le Tableau II reproduit les résultats d'essais de longue durée effectués dans les mêmes conditions sur 2000$^{cm^3}$ d'une liqueur cuivreuse de composition voisine de la précédente (essai 4) ou de composition différente (essai 5).

	Tableau I.			Tableau II.	
Essais	1.	2.	3.	4.	5.
Durée barbotage (h)	4 40	4 45	5 30	53	78
Volume liqueur (cm^3)	4500	4500	4500	2000	2000
% CO entrant	45,4	76,6	100	42	95
CO absorbé (l/l)	2,9	6,3	6,0	54,5	33,4
Durée du repos (h)	20 45	61	50	>500	470
CO déplaçable KCN fin (l/l)	0	0	0	0	0
CO dissous restant fin (l/l)	0,4	0,7	1	0,1	0,2
Enrichissement final en CO_2 (l/l)	0	0,5	0	13,9	19,0
Total CO analysable (l/l)	0,4	1,2	1	14,0	19,2
Écart bilans CO (l)	2,5	5,1	5,0	40,5	14,2
CO récupéré électrophorèse (l)	2,4	4,8	5,3	41,1	14,5

Conclusion. — En résumé, l'absorption de l'oxyde de carbone par barbotage à travers des solutions au carbonate cuivreux ammoniacal relève de trois phénomènes simultanés et distincts : un phénomène de dissolution physique, dépendant de la pression partielle du CO dans la phase gazeuse; un phénomène de double fixation complexe, où le CO s'associe au cuivre de la solution sous deux formes distinctes, l'une instable vis-à-vis du cyanure, l'autre stable, mais décomposable par électrophorèse; enfin, un phénomène d'oxydation classique du CO en CO_2 aux dépens de la partie oxydée (cuivre bivalent) des solutions.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la mercerisation de la cellulose par la soude. Étude interférométrique.* Note (*) de M. **Édouard Calvet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'absorption de la soude par la cellulose immergée dans les solutions de soude provoque des variations de concentration de ces solutions faciles à mesurer avec la méthode interférométrique, précédemment décrite ([1]), que nous utilisons pour l'étude de la diffusion verticale dans les liquides. Cette méthode donne sur un cliché photographique la représentation de la surface $c = f(x, t)$ donnant la concentration c à un niveau x à l'instant t en courbes de niveau $c =$ constante.

La cellulose est disposée au niveau supérieur de la solution de soude placée dans la cuve laboratoire. On compte le nombre n de courbes enregistrées

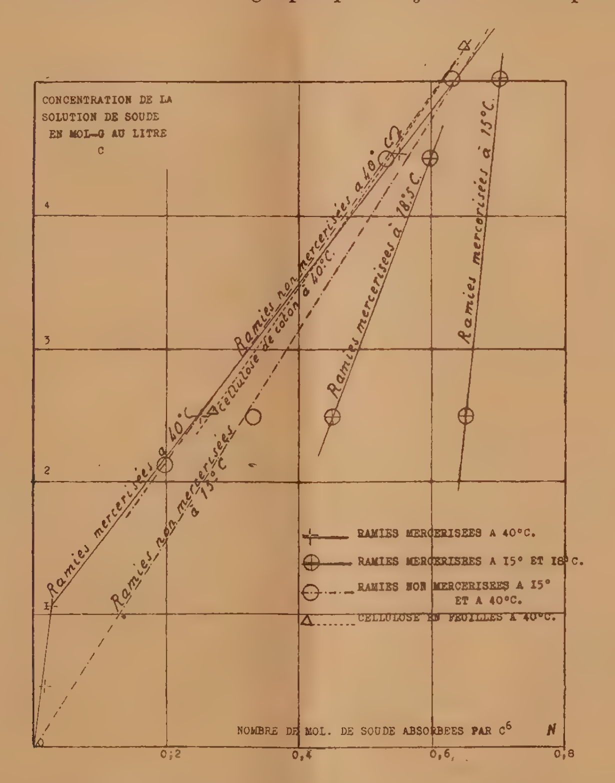
(*) Séance du 3 mai 1948.

([1]) E. Calvet, *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 597 et **221**, 1945, p. 403; E. Calvet et R. Chevalerias, *J. Chim. Phys.*, **43**, 1946, p. 37-53 (*voir* notamment p. 49).

au-dessous de la courbe c_∞ correspondant à la concentration obtenue à l'équilibre. Celle-ci est facile à repérer, car elle se confond finalement avec l'axe horizontal d'abscisse $x/2$, et il est aisé de la reconnaître au bout de trois ou quatre heures d'enregistrement. On a $c_\infty - c_0 = n\Delta c$, c_0 étant la concentration initiale et Δc l'intervalle de concentration correspondant à deux courbes consécutives, déterminé par étalonnage préalable. La détermination de $c_\infty - c_0$ permet le calcul de la quantité de soude absorbée.

Nous avons choisi l'état initial d'humidité de la cellulose et les quantités de produits mis en jeu de façon à rendre négligeables les effets dus à l'absorption de l'eau par la cellulose sur la détermination de n. La précision de nos mesures est de l'ordre de 1 à 2 %.

Résultats des mesures. — Le graphique ci-joint donne pour différentes



températures la concentration c de la soude en mol-g au litre en équilibre avec les complexes d'absorption soude-cellulose de composition N mol. de soude par C_6 (jusqu'à $N = 6$).

Conclusions. — Les courbes paraissent toutes converger vers un point de coordonnées approximatives $c = 5{,}5$, $N = 0{,}7$.

1° *Cellulose non mercerisée.* A 15° C. *il y a proportionnalité entre le nombre* N

de mol. de soude fixées par C_6 *et la concentration c de la solution de soude.* Pour la concentration 5 Normale, on trouve N = 0,68. A 40° C. la courbe est encore sensiblement linéaire, mais ne passe pas par l'origine. A cette température le complexe coton-soude (de formation exothermique) subit en effet une dissociation très notable, et il faut une concentration de la solution de soude plus élevée pour obtenir le même taux de soude fixée qu'à 15°. A 40°, pour la concentration 5 Normale, on trouve N = 0,64.

2° *Cellulose mercerisée.* — A 15° C., N *varie très peu quand la concentration de la soude varie.* Ainsi, pour $c = 5$ on trouve N = 0,70 et pour $c = 2,5$ on trouve N = 0,65. Cela signifie qu'à température relativement basse la forme mercerisée donne un complexe défini, peu dissociable, quelle que soit la concentration de la soude (entre $c = 2$ et $c = 5$).

La variation de N avec la concentration de la soude utilisée devient de plus en plus grande à mesure que la température s'élève. Elle est déjà beaucoup plus notable à 18°,5 qu'à 15°. A 40° l'absorption est plus faible aux basses concentrations des solutions de soude qu'à 15°. Elle est sensiblement la même avec les celluloses mercerisées et non mercerisées. On trouve une variation linéaire entre $c = 1$ et $c = 5$ et une variation brusque de pente au voisinage de $c = 1$.

En résumé, tandis que l'absorption de soude par la cellulose mercerisée est irréversible aux basses températures (vers 15° par exemple) et pour c compris entre 2 et 5, elle devient réversible vers 40°. Pour la cellulose non mercerisée l'absorption est réversible aussi bien à 15° qu'à 40°.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude aux rayons X de la texture fine de cristaux d'aluminium.* Note (*) de MM. **André Guinier** et **Jacques Tennevin**, présentée par M. Charles Mauguin.

On sait ([1]) que, lorsqu'une lamelle cristalline est traversée sous l'incidence α par un faisceau de rayons X polychromatiques issu d'une source ponctuelle S, à la distance D, les rayons réfléchis par une famille de plans réticulaires faisant l'angle φ avec la surface de la lame sont focalisés sur une droite P à la distance D', telle que

$$D' = D\frac{\sin(\alpha + 2\varphi)}{\sin\alpha}.$$

C'est à cette distance qu'on place le film, dans les expériences suivantes.

Quand le cristal est parfait, la largeur de la raie P dépend de la largeur de la source et de l'épaisseur de la lame, mais non de la distance D. Or, si les

(*) Séance du 3 mai 1948.

([1]) J. Barraud, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 682 et **225**, 1947, p. 310; Y. Cauchois, *Comptes rendus*, **223**, 1946, p. 82.

plans réfléchissants subissent une légère rotation ε, le déplacement de la raie P est 2D′ε. Ainsi la sensibilité du montage peut être très grande pour la mesure des faibles désorientations, si les distances entre l'échantillon et la source sont grandes. Par exemple dans le montage que nous avons réalisé (largeur effective de la source, $0^{mm},04$; épaisseur de la lame, $0^{mm},6$; distance D, 1^{m}) la largeur de la raie observée avec un cristal parfait serait $0^{mm},1$ ce qui correspond à un angle ε de 10″, c'est-à-dire seulement deux à trois fois l'ordre de grandeur de la largeur du domaine de réflexion sur un cristal parfait. Ainsi, sans atteindre le pouvoir de résolution du spectromètre à deux cristaux, ce montage extrêmement simple donnant des clichés en des temps courts permet de mettre en évidence des imperfections cristallines que la méthode ordinaire de Laue ne peut déceler.

Nous avons utilisé cette technique pour étudier les désorientations existant entre les blocs élémentaires constitutifs d'un monocristal d'aluminium soumis à divers traitements.

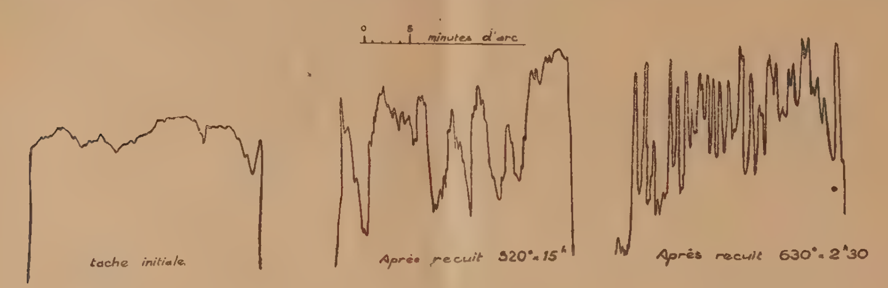
1. Dans un cristal préparé par la méthode de Carpenter et Elam, avec le plus de soin possible, à partir d'aluminium de haute pureté, la désorientation totale peut, pour certains échantillons, ne pas dépasser 30″, le volume irradié étant une lamelle de $7 \times 5 \times 1^{mm}$. Or, les mesures de pouvoir réflecteur de rayons X ([2]) ont montré que les cristaux d'aluminium sont assez voisins de l'état de cristal idéalement imparfait. La très faible valeur mesurée pour la largeur angulaire du domaine de réflexion laisse penser que les réseaux des différents blocs de la mosaïque seraient rendus incohérents plus par des translations que par des rotations.

2. Nous avons étiré le cristal d'une très faible quantité (allongement de 0,75 %) : pour une même surface de la lame irradiée, les désorientations atteignent alors 45′. Mais celles-ci *ne sont pas réparties de façon homogène*. En irradiant seulement le cristal sur une bande de $0^{mm},2$ de large, convenablement orientée, on trouve qu'en déplaçant cette bande parallèlement à elle-même, il y a côte à côte des zones où la désorientation reste de l'ordre de 3 à 4 minutes, et d'autres où elle atteint 30 minutes. Dans les débuts de la déformation par glissement, il y aurait donc des blocs restés à peu près intacts séparés par des zones perturbées. Quand le taux de la déformation s'accroît, il n'est plus possible à l'échelle de notre expérience ($0^{mm},2$) de séparer des zones de degré de perfection différent.

3. Nous avons suivi l'effet dû recuit sur un cristal légèrement écroui (5 % d'allongement). Le cristal déformé donne une tache floue qui traduit la courbure des plans réticulaires (de l'ordre de 1°). Après un recuit de 1 heure à 450° des stries se superposent à la tache floue. Ces stries deviennent de plus

(2) R. W. James, G. W. Brindley et R. C. Wood, *Proc. Roy. Soc.*, A, **121**, 1928, p. 155.

en plus nettes à mesure que le recuit se poursuit à température plus élevée (500 à 600°). Finalement la tache est entièrement résolue en un grand nombre de raies nettes et distinctes les unes des autres (*fig.* 1). Entre deux recuits successifs, certaines de ces raies peuvent subir de légers déplacements; quand l'échantillon est maintenu à la température du recuit pendant l'exposition aux



Enregistrement microphotométrique de la tache de diffraction d'uu cristal d'aluminium écroui au cours du recuit.

rayons X, les taches du cliché sont floues, comme si elles s'étaient déplacées pendant la pose. Enfin, quand l'échantillon est porté à une température proche de la température de fusion, il peut arriver que l'ensemble de la tache disparaisse complètement. Il y a eu *recristallisation;* le ou les nouveaux cristaux, d'orientation indépendante de celle du cristal initial donnent des taches aussi fines que celles des meilleurs cristaux d'aluminium. La phase qui précède la recristallisation correspond à la *restauration* et *recristallisation in situ* ([3]). Nos clichés mettent bien en évidence le mécanisme de ce phénomène appelé aussi *polygonisation* par Orowan ([4]). Le cristal écroui dont les plans réticulaires ont une courbure continue, se fractionne en une série de blocs d'orientations discrètes. Cette transformation est progressive, les blocs augmentent de taille quand le revenu se poursuit. C'est pourquoi l'arrangement des blocs élémentaires est variable au cours du temps. D'après le nombre des stries observées et le volume du métal irradié, les dimensions de ces blocs sont après le recuit à 630° de l'ordre de grandeur de 150 μ.

GÉOLOGIE. — *Les traits structuraux de la vallée du São Francisco (Brésil).* Note de M. **Boris Brajnikov**.

Les principaux fleuves du Brésil, à l'exception de l'Amazone et de quelques-uns de ses affluents amont, ont un parcours général sensiblement N-S à NE-SW. Cette orientation est déterminée par la direction structurale fondamentale du

---

([3]) Ch. Crussard, *Revue de Métallurgie*, nos 4-5, 1944, p. 111-121 et 133-142.

([4]) Communication au Congrès de la Société française de Métallurgie d'Octobre 1947.

Bouclier brésilien, plus ou moins parallèle à sa côte atlantique ([1]). Il en est de même pour le cours supérieur du rio São Francisco, tandis que son cours inférieur décrit une immense boucle jusqu'à acquérir la direction WNW-ESE avant de se jeter dans l'Atlantique.

D. Guimarães ([2]) a supposé qu'anciennement (fin de l'ère primaire et pendant le Secondaire) le fleuve précurseur du São Francisco aurait eu un parcours sensiblement méridien et se serait déversé dans un golfe marin situé à peu près sur l'emplacement des actuels états de Maranhão et Piaui. Vers le Crétacé supérieur (Turonien ?), à la suite de la disjonction du continent américain d'avec l'africain et sous l'effet de la translation du premier, accompagnée de torsion, des cassures transversales seraient apparues dans la partie orientale du Bouclier brésilien et auraient dévié le cours du São Francisco vers l'Est.

Un voyage le long du rio, effectué en 1947, m'a permis de faire quelques observations structurales et morphologiques dans la région. Celles-ci, jointes à l'examen des travaux antérieurs par divers auteurs, semblent conduire à la conclusion suivante : *la totalité du parcours du rio São Francisco doit être divisée en trois tronçons*, chacun caractérisé par une structure tectonique et une morphologie propres.

1° Le *haut-cours*, des sources à environ 12 à 13° de latitude Sud, direction générale SSW-NNE : sauf pour les têtes de vallées creusées dans les formations attribuées à l'Archéen et à l'Algonkien, le fleuve et ses affluents traversent une région relativement plane et basse (de 500^{m} d'altitude moyenne), légèrement inclinée vers le Nord, et formée d'une suite de grès, ardoises et calcaires que les géologues brésiliens placent généralement au Silurien ([3]). Le vaste bassin silurien est bordé du côté oriental par une chaîne montagneuse, la Serra do Espinhaço, formée essentiellement de dépôts d'âge algonkien; les limites occidentales du bassin et leur structure sont très peu connues. Les couches siluriennes du centre du bassin ont une disposition subhorizontale; elles se relèvent assez rapidement sur son bord oriental. Je déduis des études de L. J. de Moraes ([4]) et de B. von Freyberg ([5]), ainsi que de mes observations personnelles, que *le raccord entre les deux unités structurales*, le bassin silurien de São Francisco et la Serra do Espinhaço, *se fait par une flexure qui évolue*

([1]) B. Brajnikov, *Essai sur la tectonique de la région à l'Est de Belo Horizonte Minas Gerais, Brésils* (*B. S. G. F.*, séance du 19 mai 1947); *Les grandes unités structurales du Brésil* (*B. S. G. F.*, 1947, sous presse).

([2]) *Metallogenese nas formações arqueo-proterozoicas do Brasil* (*Inst. Technol. Industr.*, Belo Horizonte, 1947.)

([3]) A. I. Oliveira e O. H. Leonardos, *Geologia do Brasil*, Rio de Janeiro, 1943.

([4]) *Geologia economica do Norte de Minas Gerais* (*Bol nº 19 Serv. Fomento Prod. Min.*, 1937.

([5]) *Ergebnisse geologischer Forschungen in Minas Gerais* (Brasilien) (*Neues Jarb. Min. Geol. Pal., Sonderband*, 2, 1937).

localement vers une faille subverticale ou, comme l'a montré L. J. de Moraes, *vers une faille inverse*, le massif de la Serra do Espinhaço venant chevaucher légèrement le bord du bassin de São Francisco. *Le bassin silurien du São Francisco est un fossé tectonique*, flanqué du côté oriental par le môle de la Serra do Espinhaço. Il y a des raisons de croire que ce n'est pas un fossé d'effondrement, mais plutôt un *fossé de serrage*.

2° Le *cours moyen*, de sa limite d'avec le haut-cours jusqu'à un endroit situé sur le coude le plus septentrional du fleuve, entre Joazeiro et Cabrobo, que l'on ne peut pas encore préciser. Orientation générale WSW-ENE. Du point de vue structural, cette région est *une zone d'ennoyage du môle de la Serra do Espinhaço* : la limite stratigraphique Archéen-Algonkien qui, dans la partie centrale et méridionale de la chaîne, est souvent vers 1000^m d'altitude, s'abaisse ici vers 200 à 250^m (évalué). Cette zone a très vraisemblablement été occupée au Quaternaire (et peut-être bien avant) par un grand lac, s'étendant sur plusieures centaines de kilomètres, présomption appuyée par les trouvailles, dans la plaine alluviale du rio, de *Megatherium* et *Cuvieronius* dans des formations apparemment lacustres ([6]).

3° Le *bas-cours*, de sa limite d'avec le cours moyen jusqu'à l'embouchure; orientation générale WNW-ESE. En accord avec les idées de D. Quimarães, j'estime que c'est indubitablement une direction tectonique déterminée par les cassures transversales (par opposition aux cassures longitudinales NNE-SSW). La région est essentiellement formée de gneiss archéens.

Les étapes de l'évolution dans le temps de la vallée du São Francisco, de même que l'âge géologique des structures tectoniques décrites, ne peuvent pas encore être précisés de façon satisfaisante. Toutefois, quelques indications assez sérieuses laissent penser que ces structures sont de formation relativement récente et qu'elles se sont moulées suivant les directions structurales très archaïques.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur les tourbillons de sable d'origine aérodynamique; applications météorologiques.* Note de M. **Jean Lacaze**, présentée par M. Charles Maurain.

Ce qui suit complète une Note antérieure ([1]).

I. Le sable est soulevé par *coups de balai* (Donitch) successifs et réguliers, et, en altitude, son mouvement présente aussi des pointes de vitesse de rotation, d'où des maxima de compacité; on peut expliquer ces phénomènes en faisant intervenir la compressibilité de l'air.

L'entretien d'un tourbillon ne se fait pas par la base, mais par le haut; s'il se

---

([6]) A. I. Oliveira e O. H. Leonardos, *Op. cit.*

([1]) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 425.

faisait par la base, on observerait un mouvement convergent du sable vers l'axe de rotation, alors que ce mouvement est divergent; les courants plongeants que Combier ([2]) a proposés pour l'explication des vents de sable semblent aussi intervenir ici, et ce sont eux qui, près du sol, ont une composante convergente.

Le crochet barométrique, analogue à celui des trombes, qui accompagne le passage d'un tourbillon au voisinage immédiat d'un poste météorologique, semble imputable à l'appel d'air par les lames ascendantes de la partie extérieure du corps du tourbillon.

Un tourbillon meurt sous la forme d'une ligne d'extraction de sable étirée en longueur (parfois 150^m), présentant la même allure et le même mode de déplacement qu'un *front chaud* (ou, au moins, que le *front de perpétuel renouvellement* des typhons), et conservant une orientation peu variable; le sable est alors très peu soulevé.

II. La parenté aérodynamique de certains tourbillons de sable avec d'autres météores tels que les trombes, les typhons et les cyclones, est immédiate :

— structure hélicoïdale, à courants plongeants et ascendants, des cumulonimbus ([3]),

— zone de calme à base circulaire des tornades [([4]), p. 185] (dans les tourbillons correspondants, assez rares, le sable est extrait suivant une étroite couronne circulaire, et reste pratiquement contenu dans une lame cylindrique circulaire, dans laquelle il s'élève à peine de quelques décimètres).

— trajectoires courbes des rafales sableuses (observations personnelles à Tamanrasset).

Le tourbillon hélicoïdal d'axe vertical, à courants plongeants intérieurs, et courants ascendants extérieurs, semble ainsi jouer un rôle important en météorologie.

III. Pour ce tourbillon, le moment cinétique, la vitesse aréolaire, l'intensité, la vorticité, ne sont pas des constantes, mais la circulation est constante.

L'étude énergétique a été faite pour le cas particulier d'un tourbillon ayant soulevé et transporté un matelas posé sur un châlit. On aboutit à une puissance de l'ordre du cheval-vapeur par pas d'hélice, une puissance totale de l'ordre de 40 CV, une dissipation totale d'énergie de l'ordre de 6 kilowatts-heure.

IV. La période des tourbillons de sable est du même ordre de grandeur que celle des tourbillons qui provoquent la turbulence [([5]), p. 217]; de plus, on sait que les cellules réelles de convection thermique atmosphérique ont un mouvement rotatoire en plus de leur mouvement de Bénard [([5]), p. 222];

([2]) *Mémorial de l'O. N. M.*, 1937.

([3]) J. Sauvegrain, *La Météorologie*, mars 1938.

([4]) H. Bouasse, *Tourbillons*, I, Paris, 1931.

([5]) D. Brunt, *Physical and Dynamical Meteorology*, Cambridge, 1941.

enfin, il vient d'être montré (⁶) que la théorie statistique de Taylor ne commençait à rendre compte des faits que si l'on introduit la composante verticale du vent. Ainsi, il semble encore que le tourbillon défini en II mérite d'être directement utilisé pour interpréter les phénomènes turbulents.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur l'équilibre ionique de la basse atmosphère*. Note (*) de M. **Jean Bricard**, présentée par M. Charles Maurain.

Soient n_1 et n_2 les densités des petits ions positifs et négatifs au voisinage d'un noyau de condensation neutre ou chargé. Nous admettrons que le milieu est suffisamment dilué pour que la présence des autres noyaux, éventuellement chargés, n'influe pas sur la valeur de n_1 et n_2 au voisinage du noyau considéré.

Supposons que les coefficients de diffusion D_1 et D_2 des petits ions positifs et négatifs soient égaux, ainsi que leurs mobilités K_1 et K_2 (soient D et K leur valeur), et que tous les noyaux aient même rayon a. Pour trouver l'équation différentielle à laquelle satisfait n_1 par exemple, nous emploierons la méthode de Ouang te Tchao [1]. On obtient

$$4\pi r^2\left(D\frac{dn_1}{dr}+\frac{dU}{dr}Kn_1\right)=\text{const.},$$

où U représente le potentiel électrique à la distance r du centre du noyau. Soit p le nombre de charges élémentaires positives ε portées par celui-ci. On a

$$\frac{dU}{dr}=-\varepsilon\left(\frac{r}{r^2}+\frac{a}{r^3}-\frac{ar}{(r^2-a^2)^2}\right).$$

Supposons que le milieu soit globalement neutre, les densités moyennes $\overline{n_1}$ et $\overline{n_2}$ ayant même valeur $\overline{n_0}$; désignons par $\beta_{1,p}$ et $\beta_{2,p}$ les coefficients de combinaison d'un noyau possédant p charges élémentaires, respectivement avec les petits ions de même signe et de signe contraire, et admettons que toutes les rencontres noyaux-petits ions soient suivies de fixation. On obtient

$$\beta_{1,p}=\frac{4\pi Da}{I(\eta,p)},\qquad \beta_{2,p}=\frac{4\pi Da}{I(\eta,-p)}$$

en posant

$$I=\int_1^\infty\frac{1}{x^2}\exp\eta\left(\frac{p}{x}-\frac{1}{2x^2(x^2-1)}\right)dx\quad\text{avec}\quad\eta=\frac{\varepsilon K}{Da}.$$

Étant donné la symétrie du problème, les noyaux possédant le même nombre

(⁶) I. Kiveliovitch et J. Roulleau, *Étude du vent dans la couche turbulente* (*Sciences, A. F. A. S.*, n° 56, 74ᵉ année, IX-XII, 1947).

(*) Séance du 26 avril 1948.

(¹) *Thèses*, Paris, 1941.

de charges de chaque signe sont également nombreux, et l'hypothèse de Pluvinage ([2]) sur la répartition des charges des gouttes de brouillard, soit

$$\beta_{1,p}N_p = \beta_{2,p+1}N_{p+1},$$

se traduit ici par

$$\frac{N_p}{N_{p+1}} = \frac{I(\eta, p)}{I(\eta, -p)}.$$

Si N_0 et N désignent respectivement le nombre de noyaux neutres et le nombre total de noyaux à l'équilibre, d'après les mesures de Mme Thellier ([3]) à Chambon-la-Forêt, on aurait $N/N_0 = 1{,}89$, à condition de négliger les noyaux à charges multiples. Le calcul montre que cette approximation entraîne ici sur la valeur de N/N_0 une correction négligeable, mais qu'elle n'est plus valable pour des noyaux plus gros ([4]); on trouve ainsi (les intégrales ont été évaluées graphiquement) que le rayon correspondant des noyaux serait de $2.25 \,.\, 10^{-6}$cm, en bon accord avec les résultats de Nolan et Guerrini ([5]).

Si l'on suppose que tous les noyaux portent la charge ionique moyenne $p'\varepsilon$, en désignant par q l'intensité d'ionisation, on a d'après les définitions précédentes

$$q = \frac{4\pi D_1 a N \overline{n_1}}{I(\eta, p')} = \frac{4\pi D_2 a N \overline{n_2}}{I(\eta, -p')}.$$

Les charges portées par les noyaux de signes contraires étant sensiblement égales, p' est très faible (le calcul montre que dans l'exemple précédent, $p' = 0{,}002$) et $I(\eta, p') = I(\eta' - p') = I_0$, d'où

$$q = \frac{4\pi D_1 a N \overline{n_1}}{I_0} = \frac{4\pi D_2 a N \overline{n_2}}{I_0}.$$

D'après les mesures de Mme Thellier, pour $a = 2{,}25 \,.\, 10^{-6}$ cm, la valeur de q obtenue d'après la relation ci-dessus est voisine de 5,5. Dessens ([6]) a montré que l'atmosphère transportait en moyenne $N' = 200$ gouttelettes liquides de rayon $a' = 2 \,.\, 10^{-5}$ cm, servant également de noyaux de condensation. La mobilité de la plupart d'entre elles est trop peu élevée pour qu'elles soient captées électriquement, et leur nombre trop faible pour modifier de façon appréciable le nombre de noyaux comptés à l'Aitken. Nous admettrons que

---

([2]) *Annales de Géophys.*, **2**, 1946, p. 31; **3**, 1947, p. 2.

([3]) *Annales de l'Institut de Phys. du Globe de Paris*, **19**, 1941, p. 107.

([4]) Nous apprenons que des résultats théoriques de cette nature paraissent avoir été obtenus par Fuchs (*Bull. Acad. Sc. U.R.S.S.*, XI, 4, 1947, p. 340) qui indique explicitement l'expression des coefficients β dans le cas de grosses particules, déjà calculés par Pluvinage en 1945. Pour les petites particules que nous envisageons ici, Fuchs indique seulement les résultats numériques de son calcul, qui paraissent en accord avec les nôtres, sans préciser la forme algébrique des coefficients de combinaison.

([5]) *Proc. Roy. Irish Acad.*, **43**, 1935, p. 5.

([6]) *Annales de Géophys.*, **3**, 1947, p. 68.

leur présence ne modifie pas sensiblement le rapport N/N_0 ni la valeur de a calculée ci-dessus. On écrira donc, en tenant compte de la présence de ces particules,

$$q = 4\pi D_1 \overline{n_1}\left[\frac{Na}{I(\eta, 0)} + \frac{N'a'}{I(\eta', 0)}\right] \qquad \text{avec} \quad \eta' = \frac{\varepsilon K}{Da'}.$$

Avec les données ci-dessus, on trouve que q est voisin de 7, valeur qui paraît satisfaisante (⁷).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Réactions photopériodiques après application de substances de croissance à la germination.* Note de Mme **Antoinette Taravet**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Des causes hormonales [1] ont été souvent invoquées pour interpréter la réaction photopériodique des plantes. Certains considèrent qu'il s'agit d'hormones spécifiques de la floraison [2], d'autres pensent que ce sont des hormones de stimulation générale du type des auxines qui déclenchent aussi la floraison [3].

Comme contribution à la solution de ce problème, nous avons élevé sous les conditions photopériodiques exposées dans une Note antérieure [4] une plante de jour long : l'Épinard (*Spinacia oleracea*), et une plante de jour court (*Perilla ocymoïdes*). Aussitôt avant le semis, les graines ont été trempées durant 24 heures dans des solutions aqueuses de substances de caractère hormonal du groupe des auxines : acide β-indolacétique et acide α-naphtalène-acétique, chacune à des concentrations variées, de 0,01 à 1mg par litre.

Voici les résultats observés (expériences conduites du 25 août 1947 jusqu'aux gelées au terrain de Colombes, laboratoire d'Agriculture du Conservatoire National des Arts et Métiers) :

1° Le traitement hormonal a provoqué une stimulation générale : augmentation du pouvoir germinatif, renforcement du développement végétatif exprimé par la grandeur des plantes et de leurs feuilles ; par l'intensité de leur coloration (chez *Perilla*) ; accélération du développement reproductif exprimé par une mise à fleurs plus précoce.

2° Mais l'intensité de ces diverses actions est profondément modifiée par le traitement photopériodique subséquent :

---

(7) Gish, *Physics of the Earth*, **8**, 1939, p. 174.

(1) M. Chailahjan, *C. R. Ac. Sc. U. R. S. S.*, **111** (XII), 1936, 9, p. 104 ; **19**, 1938, p. 303-306 ; K. C. Hamner et J. Bonner, *Bot. Gaz.*, **100**, 1938, p. 388-431.

(2) M. Chailahjan, *loc. cit.* ; K. C. Hamner, *Cold Springer-Harbor Symposia on quantitative Biology*, **10**, 1942, p. 49-59.

(3) N. G. Cholodny, *Herb. Rev.*, **7**, 4, 1939, p. 223-247 et bibl.

(4) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1373-1375.

a. Le degré d'accélération du développement *végétatif*, provoqué par le traitement hormonal précité, ne dépend que des conditions photopériodiques et non du caractère *de jour long* ou *de jour court* de la plante traitée. Cette accélération est très faible en jour court, plus forte en jour court avec nuit longue interrompue le matin, plus forte au milieu de la nuit, plus encore le soir, et cela aussi bien chez *Perilla* que chez *Spinacia*, la plus forte en jour continu chez *Spinacia*.

b. Le degré d'accélération du développement *reproductif* provoqué par le même traitement hormonal dépend à la fois des conditions photopériodiques et de la sorte de plante traitée : pour une plante de jour long, comme *Spinacia*, l'accélération de la mise à fleurs est nulle en jour court, faible en jour court à nuit longue interrompue le soir, plus forte si l'interruption a lieu le matin, encore plus forte en jour continu. Une plante de jour court comme *Perilla* répond de façon inverse : l'accélération de la mise à fleurs est nulle en jour continu, faible en nuit longue interrompue au milieu de la nuit, plus forte si l'interruption a lieu le matin, plus encore le soir, la plus forte en jour court. Autrement dit, l'action lointaine du traitement hormonal effectué à la germination est d'accentuer le caractère propre *de jour long* ou *de jour court* des plantes traitées. Cette action est d'autant plus intense que la plante est exposée à des conditions photopériodiques qui favorisent davantage la mise à fleurs.

Pour conclure, on notera que : 1° Dans l'expérience décrite ici, les substances de croissance ont été appliquées au moment de la germination, c'est-à-dire bien avant que les plantes soient en état d'accéder à leur phase reproductive; 2° Un tel traitement, avec de telles *hormones*, ne change pas le sens des réactions de croissance ni des réactions de floraison au photopériodisme ([5]), mais en accroît l'intensité, et l'accroît d'autant plus que le traitement photopériodique lui-même est plus stimulant sur la croissance ou sur la floraison.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Contribution à l'étude de l'hydrolyse des celluloses de bois*. Note de M. **François A. Abadie**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons dans une Note précédente ([1]) présenté les résultats de notre étude sur l'influence de la durée de la macération et du chauffage dans l'hydrolyse des celluloses de bois par le procédé Brus et Fauconnau ([2]); nos résultats vérifiaient ceux obtenus par d'autres chercheurs, sauf en ce qui concerne la durée du chauffage nécessaire pour l'hydrolyse complète de

---

([5]) P. Chouard, *Comptes rendus*, 233, 1946, p. 1174-1176; *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 93, 1946, p. 373-377, et décembre 1947.

([1]) *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 1109.

([2]) *Sud-Ouest Économique*, nos 317-318, nov.-déc. 1940, p. 339-342.

l'hydrocellulose que nous avons trouvée supérieure à trente minutes, alors que MM. Brus et Fauconnau préconisent seulement quinze minutes.

Des recherches complémentaires nous permirent de déterminer que cette différence provient uniquement de la variation de la concentration en acide de la solution durant le chauffage. Elle est de 28 % dans les essais de MM. Brus et Fauconnau, tandis qu'elle n'est que de 9 % dans nos essais personnels.

Une série d'essais systématiques nous permit d'étudier l'influence de la concentration d'acide durant le chauffage nécessaire pour l'hydrolyse complète de l'hydrocellulose formée durant la macération, les autres facteurs, nature du bois, nature, quantité et concentration de l'acide durant la macération, durée de la macération, restant constants. Les conclusions de ces essais sont les suivantes :

La durée de chauffage indispensable pour obtenir la disparition de toute coloration et de toute viscosité de la solution [1] est celle qui est nécessaire pour l'hydrolyse complète de l'hydrocellulose.

Ce temps de chauffage est inversement proportionnel à la concentration de l'acide. La quantité d'acide pur contenue dans la solution et le volume de celle-ci sont sans influence sur la durée du chauffage. La durée du chauffage nécessaire pour l'hydrolyse complète de l'hydrocellulose reste constante quelle que soit la quantité d'hydrocellulose, lorsque la concentration de l'acide ne varie pas.

Les concentrations de l'acide intéressantes pour l'utilisation industrielle du procédé sont limitées entre 7,5 % et 30 %. Au-dessous de 7,5 % la durée du chauffage devient trop longue pour une utilisation économique. Au-dessus de 30 %, parallèlement à la transformation de l'hydrocellulose en glucose, a lieu une attaque de l'hydrocellulose par l'acide qui en la transformant en acides organiques, en méthanol et en furfurol, limite le rendement en glucose [3]. L'économie de temps et de combustible ne compense pas la perte en glucose.

La formule empirique [1] représentant l'influence du temps de chauffage sur le rendement en glucose reste valable à condition que le rendement de référence $G(t)$ soit celui qui correspond à l'hydrolyse complète de l'hydrocellulose dont l'indice (t) dépend de la concentration de l'acide durant le chauffage. Cette formule devient

$$G(t') = G(0) + [G(t) - G(0)] \log 10\,(1 + 0,30\,t'),$$

dans laquelle G représente le rendement en glucose et (t') le temps de chauffage considéré. La courbe représentant les variations du temps de chauffage en fonction de la concentration de l'acide est une hyperbole. Mais, dans sa partie située entre les limites d'utilisation industrielle, elle peut être assimilée à une

---

(3) G. Meunier, *Compte rendu du congrès des Combustibles liquides*, 1922, p. 642-654.

droite sans erreur importante. On peut alors représenter l'influence de la concentration de l'acide sur le temps de chauffage par la formule $t = -C + 44$.

Cette formule est empirique, approchée et uniquement valable dans le cas étudié. Néanmoins, elle est assez satisfaisante.

PHYTOPHARMACIE. — *Augmentation du pouvoir insecticide de l'hexachlorocyclohexane, par son association avec le terpinéol.* Note de MM. **Marc Raucourt** et **Guy Viel**, présentée par M. Albert Demolon.

Les insecticides de contact, employés sous forme de suspensions ou d'émulsions aqueuses, sont souvent associés en France à des huiles de pin. Les bouillies agricoles ainsi obtenues possèdent un pouvoir mouillant plus élevé et une action insecticide apparemment augmentée. Feytaud et De Lapparent [1], en particulier, ont mis en évidence les qualités des préparations contenant des extraits roténonés et du terpinéol.

Cependant, peu de résultats quantitatifs ont été publiés sur les modifications de pouvoir insecticide dues à l'huile de pin. Dans un travail récent, Potter et Gillham [2] ont étudié les variations des concentrations léthales médianes des pyréthrines envers des *Tribolium confusum* Duv. adultes, suivant qu'elles sont ou non associées au terpinéol : ils concluent que l'activité des pyréthrines n'est pas modifiée de façon significative.

Nous avons abordé la même question dans le cas de l'hexachlorocyclohexane, en observant sur des populations de *Calandra granaria* L., les mortalités dues, d'une part, à des suspensions aqueuses mouillantes du produit technique et de son isomère γ; d'autre part, aux suspensions aqueuses obtenues à partir de leur solution dans le terpinéol. Les essais ont été réalisés suivant une méthode d'immersion, permettant de déterminer les concentrations léthales médianes des insecticides. Voici un résumé des résultats obtenus :

Nature de l'insecticide.	Concentrations léthale médiane de H. C. H.	Concentrations correspondante en terpinéol.
Isomère γ de H. C. H. pur	0,0009	–
Le même, à 10 % dans le terpinéol	inférieure à 0,0009	0,011
Le même, à 2 % dans le terpinéol	0,0003	0,015
H. C. H. technique, préparation de 1942	0,020	–
Le même, à 10 % dans le terpinéol	inférieure à 0,005	0,05
H. C. H. technique, préparation de 1946	0,024	–
Le même, à 10 % dans le terpinéol	environ 0,008	0,08

(1) *Bull. Institut du Pin*, n° 12, 1935, p. 241-242.
(2) *Ann. of appl. biol.*, 33, 1946, p. 149.

Nous avons par ailleurs déterminé les mortalités d'insectes provoquées par le terpinéol seul, à différentes concentrations :

Concentrations en terpinéol (%).	Mortalités des insectes (%).	Concentrations en terpinéol (%).	Mortalités des instectes (%).
10	96	0,05	0 à 2
0,6	64	0,006	0 à 2
0,3	28		

On voit que le terpinéol accroît fortement l'activité de l'hexachlorocyclohexane à des concentrations où il ne provoque lui-même aucune action léthale. La toxicité du mélange est trois à quatre fois supérieure à celle de l'hexachlorocyclohexane employé seul.

Nous avons, en outre, vérifié que cette activité n'était pas imputable à un abaissement de la tension superficielle : les suspensions sans terpinéol sont obtenues à partir de solutions alcooliques et ont une tension superficielle notablement plus faible. Nous pensons que ce phénomène constitue un exemple particulièrement net de synergisme entre deux substances chimiques. Le terpinéol possède, à la concentration d'emploi, un pouvoir toxique insuffisant pour entraîner la mort des insectes, mais capable de les sensibiliser à l'action de l'hexachlorocyclohexane. A l'appui de cette hypothèse, nous remarquons que l'accroissement d'activité de l'isomère γ est d'autant plus accusé que la concentration en terpinéol est plus forte.

Quelle que soit la signification scientifique de notre observation, il y a un intérêt pratique considérable à constater la forte augmentation que subit l'action insecticide de l'hexachlorocyclohexane, lorsque ce composé est utilisé en solution dans le terpinéol.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *La partie antérieure du canal de Wolff peut, expérimentalement, induire la morphogenèse du mésonéphros chez les Amphibiens Anoures.* Note (*) de M. **Roger Cambar**, transmise par M. Maurice Caullery.

Le canal de Wolff, situé en position typique, exerce un pouvoir inducteur capital sur le mésonéphros adjacent. Le stimulus inducteur se transmet normalement par contact, et ne peut se manifester si la distance entre le canal et les blastèmes mésonéphrétiques dépasse 90-100 μ (1). Il est important de savoir si la portion postérieure du conduit, wolffienne au sens strict, possède seule ce pouvoir inducteur, ou si la partie antérieure, normalement sans rapport avec le mésonéphros, est capable d'induire des structures néphrétiques identiques

(*) Séance du 3 mai 1948.

(1) R. Cambar, *Comptes rendus*, 225, 1957, p. 823, 895 et 1019.

dans des blastèmes de même *compétence*. Des expériences ont été réalisées qui permettent de répondre à ces questions.

Matériel et technique. — Des larves de Grenouille agile (*Rana dalmatina* Bon.) sont déganguées au cours des 12 heures qui précèdent l'éclosion spontanée. L'opération (voir figure) ne peut être effectuée que pendant cette courte période.

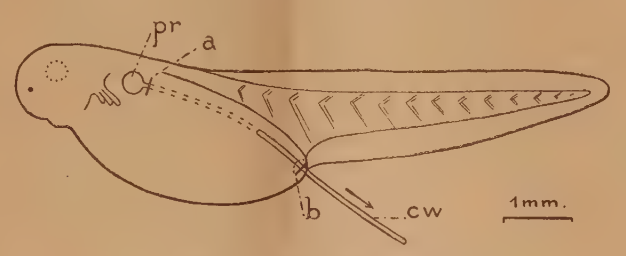


Schéma de la technique opératoire.
a et *b*, incisions de l'ectoderme; *cw*, canal de Wolff; *pr*, pronéphros.

Par une légère incision ectodermique, nous découvrons le canal de Wolff immédiatement en arrière du pronéphros. Nous sectionnons le canal à ce niveau (*a*). D'autre part, nous soulevons un petit lambeau d'ectoderme au-dessus du point de jonction du canal de Wolff avec le cloaque (*b*). Nous sectionnons le canal au niveau de son débouché cloacal. On tire alors le canal avec précaution par son bout postérieur détaché, afin de déplacer le conduit, en totalité, par glissement. Les deux tiers environ du conduit sont tirés hors du têtard. On sectionne alors le canal au niveau de l'incision (*b*).

La portion antérieure du canal, originellement voisine du pronéphros, se trouve ainsi déplacée en position postérieure. Elle conserve à sa nouvelle place la position typique du conduit normal, en même temps que les rapports topographiques normaux avec les blastèmes mésonéphrogènes.

Malgré son apparente facilité, l'opération est d'une réalisation délicate (3 à 4% de succès). Elle a été réussie chez 9 larves.

Résultats. — Comme nous l'avons déjà démontré, les blastèmes mésonéphrétiques ne se développent pas dans les somites d'où le canal a été extirpé. *Par contre, dans tous les somites où se trouve, après glissement, la portion antérieure du canal, le mésonéphros subit une morphogenèse initiale absolument normale,* ceci quel que soit le côté de l'opération.

Chez les quelques têtards opérés avec succès, nous ne pouvons pas affirmer qu'une communication existe entre unités mésonéphrétiques formées et canal de Wolff déplacé, malgré l'incertitude d'interprétation de certaines images histologiques. Les fixations ont été effectuées trop tôt (20 jours au plus après l'opération) pour nous permettre d'être affirmatif à ce sujet. Par contre, il nous paraît certain que l'extrémité du conduit déplacé ne se met pas en communication avec le cloaque, malgré leurs rapports de contiguïté.

Le fragment de conduit isolé possède une lumière de taille réduite par rapport à la normale. Ses cellules contiennent de nombreux pigments.

Discussion. — Le pouvoir inducteur du canal de Wolff n'est donc pas loca-

lisé dans la portion privilégiée qui se trouve en face des blastèmes mésonéphrogènes. La totalité du conduit, même la région la plus voisine du pronéphros, normalement sans contact avec le mésonéphros, possède cette qualité.

Dans les quelques expériences réalisées, nous n'avons remarqué aucune variation dans l'intensité de ce pouvoir inducteur suivant la région du conduit considérée. A tous les niveaux, les différentes étapes initiales de la morphogenèse du mésonéphros se succèdent dans le même ordre et dans les délais normaux. Le pouvoir inducteur du canal de Wolff est totalement indépendant des relations topographiques de ce conduit, ainsi que de son état fonctionnel ou de son degré d'atrophie. Tout fragment de canal possède, sur tout blastème de prédisposition mésonéphrétique, un pouvoir inducteur électif. Ce dernier est, ainsi, qualité inhérente au matériel cellulaire du conduit issu en totalité, par bourgeonnement précoce indépendant, d'un blastème situé dans les somites antérieurs.

Un fait mérite d'être noté. Après pronéphrectomie, la partie antérieure du canal de Wolff s'atrophie, puis dégénère progressivement (Cambar). Dans le cas présent, cette même partie placée dans la région mésonéphrétique, en position rigoureusement typique, ne dégénère pas : son calibre est réduit mais sa structure tubulaire reste intacte et sa lumière toujours apparente. La persistance de la perméabilité du conduit n'est pas due au liquide contenu ou circulant dans le canal (facteur morphogénétique important des structures tubulaires) puisque les tubes mésonéphrétiques sont encore compacts et, de ce fait, non fonctionnels. Il faut donc invoquer une influence conservatrice exercée par le voisinage d'un tissu de potentiel mésonéphrogène sur l'organisation tubulaire du canal de Wolff. Ce fait remarquable suggère la protection, par le mésonéphros à peine ébauché, d'une structure voisine, d'origine embryologique différente, indispensable à l'évacuation du produit de sa future activité fonctionnelle.

En résumé : si elle cesse d'être fonctionnelle, la partie antérieure du canal de Wolff dégénère en position normale, alors qu'elle se maintient presque intacte si elle est déplacée vers l'arrière, expérimentalement, au contact des blastèmes mésonéphrétiques. A cette nouvelle place, elle exerce sur le mésonéphros une action inductrice identique à celle de la partie postérieure du canal de Wolff. Ainsi la totalité du canal est douée de pouvoir inducteur.

ÉCOLOGIE. — *Étude quantitative du peuplement animal des* sols suspendus *et des Épiphytes en forêt tropicale.* Note (*) de M. **Claude Delamare-Deboutteville**, présentée par M. Louis Fage.

Au cours d'une mission en forêt de Basse-Côte d'Ivoire (1945) nous avons pu nous consacrer à l'étude du peuplement de deux biotopes particulièrement

(*) Séance du 8 mai 1948.

intéressants. L'objet principal de nos recherches était l'écologie de la faune des sols. Or nous avons pu constater qu'il existe en forêt tropicale un ensemble de milieux qui constituent incontestablement une dépendance du sol du point de vue écologique.

Les plantes épiphytes sont particulièrement nombreuses dans toute forêt tropicale. Elles sont très nombreuses, en particulier, dans la forêt du Banco, forêt de type secondaire fort ancien. Entre les racines de ces épiphytes s'accumule de l'humus formé par la décomposition de la plante et les nombreux débris végétaux qui tombent des étages supérieurs, de la couronne des arbres. A ces débris végétaux viennent d'ailleurs s'ajouter des poussières et des concrétions siliceuses.

Enfin il se forme, sur les plus grosses branches des arbres, juste sous la couronne, à grande hauteur (40 mètres et plus), des accumulations de terre pouvant avoir un grand volume. Pour ces formations très spéciales je propose le nom de *sols suspendus*.

Il est évident que de tels milieux présentent des conditions microclimatiques très analogues à celles du sol : obscurité, faiblesse des écarts thermiques, hygrométrie forte. L'identité écologique des *sols suspendus* et du sol est d'ailleurs accusée par l'implantation, dans ce biotope élevé et très original, de plantes vivant normalement au sol en bordure des chemins forestiers telles que les *Palissota*.

L'étude du peuplement en espèces animales de ce milieu, dont l'importance n'avait pas encore été signalée, ouvre donc un chapitre intéressant d'écologie tropicale. Nous avons pu mener à bien la prospection qualitative et quantitative de ces peuplements grâce aux voies d'accès ouvertes par R. Paulian (1947) au cours de ses recherches sur la faune de la couronne des arbres.

Je donnerai ici la composition du peuplement d'un échantillon de sol suspendu situé à 45 mètres de hauteur sur une maîtresse branche de *Parinarium*.

Horizon A. — Zone superficielle de 6^{cm} d'épaisseur, lacis dense de grosses radicelles (pour 2^{dm^3}) :

Arachnides : Tartarides : *Trithyreus* sp. (4). — *Insectes* : Dictyoptères : Blattes (2). — Coléoptères : Psélaphides (4).

Horizon B. — Zone à fines radicelles de 6^{cm} d'épaisseur (pour 2^{dm^3}) :

Vers : Oligochètes (2). — *Arachnides* : Acariens : Bdelles (12). — *Myriapodes* : Pselaphognatha (18); Polydesmoidea (2); Chilopoda (2). — *Insectes :* Collemboles : *Heteromurus dubius* n. sp. Delam. — Diploures : *Lepidocampa Juradii afra* Silv. — Dictyoptères : Blattes (6). — Isoptères (6). — Coléoptères : Psélaphides (2); Trichoptérygiens (8) : *Acrotrichis tropicalis* Paul. (2). — Lépidoptères : chenilles (4). (L'*Acrotrichis tropicalis* a également été trouvé au sol en forêt de La Bé).

Horizon C. — Zone humique de 8^{cm} d'épaisseur (pour 2^{dm^3}) :

Mollusques : Gastéropodes (1). — *Arachnides* : Aranéides (1); Acariens (3). — *Insectes* : Collemboles : *Isotomielle africana minor* n. sp. n. var. Delam. (1), *Heteromurus*

dubius n. sp. Delam. (3), *Lepidocyrtus* sp. (2), *Megalothorax subtristani* n. sp. Delam. (3). Sminthurinien ind. (2). — Diploures : *Lepidocampa Juradii afra* silv. (6). — Dictyoptères : Blattes (7). — Coléoptères : Psélaphides (6); Staphylinides, larves (2). — Lépidoptères : Tinéides, chenilles (1).

En comparaison d'échantillons de sol de même volume on peut affirmer que la faune des *sols suspendus* est donc très pauvre. L'horizon superficiel est à peu près inhabité, l'horizon moyen l'étant plus fortement et l'horizon inférieur étant plus pauvre, mais peuplé exclusivement de formes de petite taille, dépigmentées, aveugles, présentant des organes sensoriels très particuliers. L'importance quantitative relative des peuplements des trois horizons est la suivante : A = 5, B = 30, C = 17. Pour 100 individus au sol, à volumes égaux, il n'y en a que 40, en moyenne, dans le *sol suspendu*.

Il importe de noter par ailleurs que la composition des divers échantillons d'un même sol suspendu sont, à peu de choses près, identiques. On exprimera cette constatation en disant qu'il s'agit d'un peuplement *homogène*.

Dans les touffes d'épiphytes où les conditions microclimatiques semblent moins stables, on n'observe qu'un petit nombre d'individus répartis en un grand nombre d'espèces. Ces espèces sont toujours celles que l'on retrouve plus haut dans les sols suspendus.

Ce fait que le peuplement des touffes d'épiphytes apparaît comme un fractionnement du peuplement des sols suspendus laisse à penser que le peuplement de ces derniers constitue, du point de vue biocoenotique, la stabilisation, l'établissement définitif en un biotope constant d'éléments fauniques qui ne font que passer dans les touffes d'épiphytes. Le fait qu'ils ne s'établissent pas définitivement dans ces derniers pour y constituer des populations homogènes est en grande partie imputable à l'instabilité microclimatique des touffes d'épiphytes sur de longues périodes.

BIOLOGIE THÉORIQUE. — *Sur l'éventualité de la formation d'un complexe entre les corps cancérigènes et les tissus soumis à leur action.* Note (*) de M. **Raymond Daudel**.

Différents faits ou idées conduisent à penser qu'il se forme des complexes entre les corps cancérigènes et les éléments cellulaires au cours du processus de la cancérisation. Parmi ces arguments il faut surtout citer les travaux théoriques d'O. Schmidt [1] et l'interprétation des phénomènes d'antagonisme entre carbures cancérigènes donnée par A. Lacassagne, Buu Hoï, R. Daudel et

---

(*) Séance du 26 avril 1948.

[1] Selon l'interprétation donnée dans : R. Daudel, *Revue Scientifique*, 84, 1946, p. 37 (on trouvera dans cet article la bibliographie des travaux de Schmidt).

G. Rudali ([2]). Ces derniers auteurs admettent que certains hydrocarbures doivent donner lieu à la formation d'un complexe d'addition avec le substratum qui commande la division cellulaire et que si, conformément aux idées de Schmidt, ces hydrocarbures présentent des zones de forte densité en électrons π correspondant à des liaisons chimiques multiples, ils peuvent devenir succeptibles de catalyser la ou les réactions primaires de la cancérisation.

R. Daudel et A. Pullman ([3]) ont par ailleurs insisté sur le fait que dans le phénanthrène et le benzanthracène c'est la région mésophénanthrénique qui est la plus réactive et la plus apte aux phénomènes d'addition. Boyland et Weigert ([4]) ont observé que, contrairement à ce qui se passe, *in vitro*, ce n'est pas cette région qui est oxydée *in vivo* et que ceci peut très bien se comprendre dans l'hypothèse où cette région particulièrement apte à l'addition se trouve bloquée (par la formation d'un complexe analogue à celui dont nous venons de rappeler l'éventualité) et devient ainsi provisoirement inapte à toute autre réaction.

Phénanthrène et benzanthracène sont peu cancérigènes, mais ces remarques s'appliquent au cas du benzopyrène, par exemple, qui est cancérigène.

L'idée de la formation d'un complexe entre les éléments cellulaires et les hydrocarbures cancérigènes se trouve ainsi renforcée par des faits expérimentaux.

Il y a lieu d'observer que *la formation d'un tel complexe doit activer dans l'hydrocarbure la région voisine de la jonction. Or, en général, c'est précisément dans la zone la plus voisine de la zone la plus réactive des hydrocarbures que se fait l'oxydation in vivo*, ce qui confirme encore l'idée que c'est bien cette zone réactive qui est utilisée en vue de la jonction entre carbure et élément cellulaire.

La possibilité de la formation de ce complexe n'a pas été considérée comme suffisante en vue de la cancérisation. Schmidt ([4]) exige l'existence d'une forte densité en électron π. A. Pullman ([5]) confirme cette idée en la précisant. Les progrès de la technique permettent de faire les remarques suivantes.

1° Contrairement aux résultats de la mésomérie, la méthode des orbites moléculaires ([6]) montre que dans la série benzène, naphtalène, anthracène, phénanthrène, etc., l'indice de liaison de la région active croît régulièrement : (0,667, 0,725, 0,737, 0,775). Contrairement à ce qui avait été observé, presque tous les hydrocarbures cancérigènes possèdent un indice de liaison supérieur à celui du benzène.

([2]) *C. R. Soc. de Biologie*, **138**, 1944, p. 282.
([3]) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 877.
([4]) *British Medical Bulletin*, **4**, 1947, p. 968.
([5]) *Thèse Sciences*, Paris. 1946.
([6]) Coulson et Longuet-Higgins, *Revue Scientifique*, **85**, 1947, p. 929.

2° On observe qu'en général, plus l'indice de valence libre de la zone active est grand, moins est grande la charge que semble devoir posséder cette région pour acquérir le pouvoir cancérigène.

3° La nouvelle méthode que nous utilisons pour évaluer les charges, nous conduit à fixer à 2 e le seuil de la cancérisation dans la série benzanthracénique au lieu de 0,44 e par Å dans la détermination de Schmidt et de 1,29e dans celle de A. Pullmann ([6]).

Ce seuil se trouve ainsi ramené près de celui qu'on peut admettre dans la série azoïque ([7]).

Par contre, en tenant plus correctement compte du rôle de l'azote on s'aperçoit que le seuil dans la série des benzacridines (environ 1,980) n'est pas le même que dans le cas des dérivés du benzanthracène (2,000), ce qui semble montrer que la charge due aux méthyles et celle due à l'azote ne sont pas équivalentes du point de vue cancérigène. Il y a cependant lieu de faire observer que la présence de l'azote doit entraîner une augmentation du couplage entre le méthyle et le cycle qui diminuerait cette différence entre les seuils si l'on en tenait compte dans les calculs. Un effet de cet ordre pourrait peut-être expliquer pourquoi les 3.M.10.E.7.8.B.Ac et 2.M.10.E.7.8.B.Ac ont des pouvoirs cancérigènes différents.

Quoi qu'il en soit, le facteur charge n'est sûrement, s'il existe, qu'un des multiples facteurs indispensables.

Le facteur stabilité du complexe de Boyland ([8]) semble intéressant et est en bon accord avec le fait que beaucoup de carbures cancérigènes ont une forte aptitude à la résonance.

HYDROBIOLOGIE. — *L'oxygène dissous et la répartition des larves d'Éphémères.* Note de Mlle **Marie-Louise Verrier**, présentée par M. Louis Fage.

Les larves d'Éphémères se rencontrent dans les milieux les plus divers, depuis les eaux dormantes des étangs jusqu'aux torrents de montagnes. Généralement, chaque espèce ou groupe d'espèces se caractérise par un habitat où il convient de tenir compte principalement de l'agitation de l'eau, de sa température et de sa teneur en oxygène dissous ([1]). Ces facteurs sont étroitement liés et la teneur en oxygène dissous mérite de retenir l'attention. C'est ce qui ressort des expériences de Mme et Marcel Avel ([2]) sur la résistance à l'asphyxie des larves d'Éphémères des torrents d'Auvergne.

([7]) B. Pullman, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1501.

([8]) *Yale Journal of Biology and Medicin* (sous presse).

([1]) Les nombreuses mesures de pH que j'ai faites dans les stations les plus diverses montrent que ce facteur n'intervient pas de façon appréciable dans la répartition des Éphémères.

([2]) *Bull. Soc. Zool.*, 57, 1932, p. 100.

La faune de ces torrents est particulièrement intéressante à cet égard parce que très variée. Je prends comme type la Couze Pavin : j'ai étudié la répartition des larves d'Éphémères et dosé l'oxygène dissous (méthode de Winkler) depuis sa source, dans les Monts-Dores, à 1300^m environ, jusqu'à son confluent avec l'Allier, près d'Issoire, à 400^m. En voici les observations les plus caractéristiques :

Stations à *Bætis alpinus* Pict. : Source du lac Pavin : oxygène dissous, 5$^{cm^3}$,52, le 26 août 1947, à 16^h. — L'eau de ces sources est moins oxygénée que l'eau du lac. J'ai fait à diverses reprises, depuis 1928, de nombreux dosages comparatifs. Je n'ai jamais trouvé de *Bætis alpinus* Pict. dans le lac. Ils apparaissent dans le déversoir qui constitue l'une des branches d'origine de la Couze Pavin.

Stations à *Bætis alpinus* Pict., *Epeorus torrentium* Eat. — Ce sont des portions de torrents à eau très agitée. Le 25 août 1947, en amont de Besse, j'ai dosé l'oxygène dissous d'heure en heure, de 8^h à 18^h. La concentration a baissé progressivement de 6$^{cm^3}$,57 à 5$^{cm^3}$,60.

Station à *Bætis pumilus* Burm., *Ecdyonurus venosus* Fabr., *Ephemerella ignita* Poda. — Il s'agit de portions de torrents situées à 20 ou 30^m des précédentes, mais à courant moins rapide. Le 25 août 1947, toujours de 8^h à 18^h, la concentration en oxygène a passé de 6$^{cm^3}$,49 à 5$^{cm^3}$,33.

J'ai fait des observations comparables le long de la Couze Pavin, entre Besse et Saint-Floret, et entre Perier et Issoire. A ce niveau une station est à signaler au niveau d'un barrage. En haut du barrage, zone à *Ephemerella ignita* Poda, à *Bætis pumilus* Burm., eau à courant très lent, riche en végétation, oxygène dissous 6$^{cm^3}$,34, le 15 octobre 1947, à 13^h. Sur la pente inclinée du barrage s'étale une assez mince couche d'eau. Sur les bords, on peut trouver des *Bætis alpinus* Pict.; par suite de la température extérieure (20°), la teneur en oxygène dissous est de 6$^{cm^3}$,34. En bas du barrage, dans une eau tumultueuse, vivent *Bætis alpinus* Pict., *Epeorus torrentium* Eat., *Oligoneuriella rhenana* Imhoff, quelques *Ecdyonurus venosus* Fabr. L'eau, qui s'est réchauffée au contact de l'air le long de la paroi du barrage, ne renferme que 6$^{cm^3}$,09 d'oxygène par litre.

Le confluent de la Couze Pavin et de l'Allier permet d'opposer des zones bien distinctes :

1° Stations à *Oligoneuriella rhenana* Imhoff, *Bætis alpinus* Pict., *Rhitrogena alpestris* Eat., quelques *Ecdyonurus venosus* Fabr.; Couze Pavin, eau très agitée, oxigène dissous : 5$^{cm^3}$,94, le 29 août 1947, à 10^{h}30^m.

2° Stations à *Ephemerella ignita* Poda, *Bætis pumilus* Burm., nombreux *Ecdyonurus venosus* Fabr.; dans l'Allier, eau calme, oxygène dissous : 5$^{cm^3}$,75, le 29 août 1947, à 10^{h}45^m.

A 200^m de ces stations se trouve l'Aumaire, affluent de l'Allier qui, traversant une plaine, a un cours très lent et se trouve encombré de végétation aquatique. Sa teneur en oxygène dissous est très voisine de celle de la station

précédente, mais sa faune est toute différente : *Eurycænis harrisella* Curt., *Centroptilum pennulatum* Eat. en sont les éléments caractéristiques.

La vallée de l'Allier est tout aussi variée que celle de la Couze Pavin. J'opposerai simplement ici les stations à *Ecdyonurus venosus* Fabr., *Rhitrogena alpestris* Eat. et *Oligoneuriella rhenana* Imhoff, à eau très rapide, peu profonde, riche en oxygène, mais moins cependant que les stations à *Cænis horaria* L., à eau plus calme, plus profonde, riche en végétation aquatique. Or, *Cænis horaria* L. a des besoins respiratoires beaucoup moins intenses que les trois espèces citées plus haut.

J'ai fait des constatations du même ordre dans le Têt en amont de Perpignan, où l'on peut observer les stations à *Ecdyonurus*, à eau rapide, oxygénée, mais pas plus que l'eau de stations à *Bætis*, dans des bras du Têt, à cours très lent.

Ainsi, l'oxygène dissous paraît être un facteur important dans la répartition des Éphémères, mais il n'est pas le seul. Déjà, Mme et Marcel Avel remarquaient que l'« absence de *Bætis* à 3 cerques et d'*Ecdyonurus* dans les rapides et les chutes nécessite la considération d'un autre facteur ». La comparaison des stations précédemment énumérées, dont le détail des mesures de l'oxygène dissous et de la vitesse du courant sera publié ultérieurement, indique que ce facteur est un rhéotropisme positif plus ou moins marqué suivant ces espèces. Ce facteur s'ajoute au facteur oxygène dissous ou le domine dans certains cas [3].

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de la pénicilline et de la streptomycine sur la dépolymérisation de l'acide ribonucléique par la ribonucléodépolymérase cristallisée.* Note [*] de MM. **François Gros**, **Boris Rybak**, **Michel Macheboeuf** et **Ulf Rambech**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

S. S. Cohen [1] a montré que la streptomycine forme des complexes insolubles avec les acides nucléiques. Massart et ses collaborateurs [2] ont montré que l'acide ribonucléique ainsi combiné échappe à l'action dépolymérisante de la ribonucléase pancréatique. Ces auteurs ont prétendu d'autre part que la pénicilline inhibe l'activité ribonucléasique en paralysant directement l'enzyme. Le substrat utilisé était simplement une suspension de levure desséchée et fixée par l'alcool chaud et ils se sont contentés de suivre la

---

[3] E. Hubault a observé des cas de rhéotropisme chez des larves d'Heptagénidés et de Bætidés (*Bull. biol.*, suppl. n° 9, 1927, p. 272); A. Dorier et F. Vaillant ont récemment mesuré la vitesse du courant que peuvent remonter des larves d'*Ecdyonurus*, *Heptagenia*, *Epeorus*, *Bætis* (*Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1223).

[*] Séance du 3 mai 1948.

[1] *J. Biol. Chem.*, 168, 1947, p. 511.

[2] Massart, Peeters et Vanhoucke, *Experientia*, 3, fasc. 12, 1947, p. 494.

disparition des acides nucléiques par une réaction histochimique qualitative. Nous avons étudié l'action de la pénicilline et de la streptomycine sur la dépolymérisation de l'acide ribonucléique par de la ribonucléase cristallisée et purifiée en utilisant comme substrat un acide ribonucléique extrait de levure et purifié.

La ribonucléase fut préparée selon Kunitz ([3]) à partir de pancréas de Bœuf. Les antibiotiques mis en œuvre étaient de la pénicilline étalon (1650 U. O./mg), d'une part, et du monochlorhydrate de streptomycine (type Bristol), d'autre part.

L'activité ribonucléodépolymérasique fut évaluée en dosant ([4]) la quantité de phosphore organique contenue dans la portion nucléique dépolymérisée devenue soluble dans l'acide chlorhydrique N/5 (dosages de phosphore effectués par technique Machebœuf et Delsal) ([5]).

I. *Pénicilline.* — Des échantillons de solutions de ribonucléase sont additionnés de quantités variables de pénicilline. L'expérience est effectuée à deux pH différents : 7,0 et 8,0 (tampon boraté M/10). Une série témoin ne comporte pas d'antibiotique. Tous les mélanges sont maintenus pendant une heure à + 20° C.; puis chacun reçoit une quantité déterminée d'acide ribonucléique. Tous les tubes sont alors placés pendant 30 minutes dans une étuve à + 40° C. Au sortir de l'étuve, l'acide nucléique non dégradé est précipité à basse température par addition de HCl jusqu'à concentration 0,2 N. Après séjour de quelques heures dans une glacière, le contenu des tubes est centrifugé à 0° C. et l'on dose le phosphore organique total dans le liquide surnageant. Nous n'avons pas trouvé de modification de l'activité ribonucléasique par la pénicilline pour des quantités d'antibiotiques variant de $0^{mg},2$ à $3^{mg},6$ pour $0^{mg},05$ de ribonucléase cristallisée dans 2^{ml} de liquide. La conclusion est la même si l'on met préalablement la pénicilline au contact de l'acide nucléique, pour soumettre ensuite le mélange à l'action de la diastase.

II. *Sreptomycine.* — Nous avons d'abord étudié différents facteurs pouvant régir la formation du complexe insoluble entre streptomycine et acide ribonucléique : en nous inspirant de la technique utilisée par S. S. Cohen (mesures opacimétriques), nous avons confirmé qu'il existe un optimum de concentration en antibiotique et constaté l'existence d'un optimum de pH aux environs de 7,0. Il ne se forme même plus de complexe insoluble au-dessus de pH 8,6.

Cohen ayant signalé ([1]) que le complexe formé entre l'acide desoxyribonucléique et la streptomycine était soluble en présence de chlorure de sodium, nous avons étudié les solubilités du complexe acide ribonucléique-streptomycine dans différentes solutions saturées à pH 7,0. Il est très soluble

---

([3]) *Method der ferment forsch.*, **2**, 1941, p. 1940.

([4]) Dubos et Thompson, *J. Biol. Chem.*, **124**, 1938, p. 501.

([5]) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **25**, 1943, p. 116.

dans les citrates, un peu moins dans les phosphates, moins encore dans les chlorures, les barbiturates et les acétates. Enfin il est très peu soluble dans les borates. De plus, la présence de borates intensifie considérablement la formation du complexe. Signalons enfin que le complexe se solubilise à température élevée pour précipiter à nouveau par refroidissement. Les mononucléotides puriques et même l'acide ribonucléique partiellement dépolymérisé par la ribonucléase ne forment plus de complexe insoluble avec la streptomycine.

Ayant ainsi établi les principales conditions de la formation du complexe, nous avons recherché ce qu'il advenait de l'acide nucléique combiné à la streptomycine, si on le traitait par la ribonucléase. Les conclusions sont : 1° en présence de streptomycine, la dégradation de l'acide ribonucléique à pH 7 par la dépolymérase spécifique est plus ou moins empêchée. Le taux d'inhibition augmente avec la concentration en antibiotique et peut atteindre 100 % pour de fortes concentrations; 2° le pH optimum d'inhibition de l'activité nucléasique par la streptomycine est très voisin de 7.

Résumé. — Nous n'avons pas trouvé d'action de la pénicilline sur la ribonucléodépolymérase; ceci est contraire aux résultats de Massart. Il faut noter que nous avons employé dans nos expériences un acide ribonucléique purifié, tandis que Massart utilisait une simple suspension de levure. Il est possible que ces divergences soient dues à ce que l'état physicochimique de notre substrat différait de celui mis en œuvre par Massart (degré de polymérisation, présence et absence de protéines-supports). De toutes façons nos expériences montrent que la pénicilline n'agit pas directement en paralysant la ribonucléodépolymérase.

En ce qui concerne la streptomycine, au contraire, nous confirmons pleinement les conclusions de Cohen et de Massart : il existe des complexes insolubles entre la streptomycine et l'acide ribonucléique, et l'acide nucléique inclus dans ces complexes n'est pas attaquable par la dépolymérase spécifique.

GÉNÉTIQUE. — *Sur une formule permettant d'évaluer avec précision le degré de parenté des caractères morphologiques d'un hybride.* Note de Mlle **Germaine Cousin**, présentée par M. Louis Fage.

Dans une Note antérieure [1] j'ai donné une méthode qui permet d'évaluer approximativement le degré de parenté chez un hybride dans le cas de la transmission d'un caractère partiellement lié au sexe. Cette méthode, illustrée par les histogrammes de la distribution du caractère dans une série génétiquement ordonnée de combinaisons hybrides, est basée sur le calcul des écarts, à une droite figurative de référence, en coordonnées logarithmiques, des valeurs

---

[1] *Comptes rendus*, **225**, 1947, p. 959-961.

individuelles du caractère chez les hybrides, et des points centraux de ce même caractère chez les deux espèces parentes. L'exemple est pris chez deux *Gryllus : G. campestric* (C) et *G. bimaculatus* (B). La droite figurative de référence choisie est celle de l'hybride ♀ B × ♂ C (BC). Son type structural est nettement défini. En raison de la sélection des génotypes dans les croisements, BC constitue une population, à caractéristiques génétiques et morphologiques homogènes; la variabilité fluctuante des caractères, autour de leur axe d'équilibre, est très faible, et la distribution très voisine de la normale. Dans ce groupe de référence hybride BC, comme dans les groupes spécifiques purs B et C, les intercorrélations se décomposent d'une manière comparable, mettant en évidence la présence d'un facteur général commun à tous les caractères, et celle de facteurs de groupe communs à certains d'entre eux seulement.

Si l'on cherche le degré de parenté pour un caractère dont la dispersion est grande le long du grand axe de la population du groupe et si, par ailleurs, le groupe de référence possède un coefficient d'allométrie α différent de celui des groupes parentaux, la répartition des individus, de tailles différentes, dans les classes de degrés de parenté, établies suivant les écarts individuels à la droite intermédiaire de référence, est mathématiquement inexacte. En effet, en raison de la divergence des α, des degrés de parenté différents peuvent correspondre aux mêmes écarts.

Sur un tableau de corrélation, en coordonnées logarithmiques, on peut obtenir une évaluation graphique plus précise du degré de parenté, en relevant, au compas, les distances de chaque point représentatif, aux deux lignes figuratives divergentes des groupes biologiques mis en cause. Ces distances, exprimées en pour cent de la somme des deux écarts, donnent en pour cent le degré de parenté du caractère entre les hybrides et l'une ou l'autre des espèces croisées.

Une évaluation exacte des distances d'un point représentatif individuel A aux deux lignes figuratives des espèces parentes peut être obtenue par une formule établie de la manière suivante :

Si l'on abaisse du point A une perpendiculaire sur la droite figurative de pente α (coefficient d'allométrie = au quotient des indices de variabilité des deux caractères composant l'indice morphométrique), une autre sur le petit axe, on a un rectangle dont les quatre sommets ont pour coordonnées $A(x_a, y_a)$; $O(x_0, y_0)$; $T(x_t, y_t)$; $P(x_p, y_p)$.

Les distances logarithmiques OT = AP représentent l'écart de la projection du point A sur le grand axe et OP = AT, l'écart de la projection du point A sur le petit axe, d'où $OM = \log x_a - \log x_0$ et $MA = \log y_a - \log y_0$. En projetant le contour OMA sur le petit axe, on obtient :

$$OP = -OM \sin\alpha + MA \cos\alpha = (\log y_a - \log y_0)\cos\alpha - (\log x_a - \log x_0)\sin\alpha.$$

En projetant le contour OMA sur le grand axe, on obtient :

$$OT = OM \cos\alpha + MA \sin\alpha = (\log x_a - \log x_0)\cos\alpha + (\log y_a - \log y_0)\sin\alpha.$$

[Ces formules peuvent être données immédiatement au moyen du changement d'axe de coordonnées rectangulaires dans le cas simple d'une rotation de $-(\pi/2-\alpha)$.]

Il est nécessaire de tenir compte des signes + ou — dans les différences des logarithmes qui varient selon le quadrant où se trouve le point A.

L'ensemble des écarts représenteront les deux répartitions des projections sur les deux axes. On appelle $OP_{(B)}$ l'écart à la droite figurative de *G. bimaculatus* et $OP_{(C)}$ l'écart à la droite figurative de *G. campestris*. Le rapport $OP_{(B)}/(OP_{(B)}+OP_{(C)})$ multiplié par 100 représente le degré de parenté du caractère de l'hybride avec l'espèce (C), son complément à 100, le degré de parenté avec l'autre espèce.

En prenant successivement $\log y_a$ et $\log x_a$ comme coordonnées des points correspondant aux diverses valeurs qui s'échelonnent tous les quarts de σ des deux répartitions marginales, on obtient un barême en quarts de σ des écarts OT le long du grand axe de la population. Cela permet d'évaluer les écarts le long de l'axe principal pour un individu, ou pour les points centraux de tous groupes qui ne différeront du groupe de référence que par leur taille (réalisé par exemple pour les écarts entre *G. domesticus* et *G. bimaculatus* dont certains caractères isométriques se trouvent à des niveaux différents, mais sur un même axe d'équilibre). Cela présente un intérêt particulier pour les indices isométriques où α est 1 ou voisin de 1, c'est-à-dire lorsque la formule qui évalue l'écart en % du rapport moyen reste pratiquement inefficace.

PARASITOLOGIE. — *Limite septentrionale de l'aire de dispersion en Europe, en Proche-Orient et en Moyen-Orient des Theilérioses du groupe* Theileria annulata, *considérées comme maladies différentes de la fièvre littorale africaine*. Note de M. **Eugène Dschunkowsky**, présentée par M. Émile Roubaud.

En 1917 Behn a constaté pour la première fois en Macédoine une maladie dont étaient atteints les bovins originaires de Bavière. Il a cru pouvoir l'identifier avec la fièvre littorale africaine. Mais, en étudiant le paludisme dans la même région, en 1921-1922, j'ai eu la possibilité de déterminer le vrai caractère de la maladie des bovins importés par les immigrants du nord de la Yougoslavie. J'ai pu constater dans le sang des animaux malades la présence de *Theileria annulata*, parasite découvert en 1903 en Transcaucasie. Il faut donc admettre que la limite septentrionale de ces maladies en Europe se trouve vers 42-43° de latitude nord.

Les études poursuivies sur place par les vétérinaires ont élargi les limites du foyer d'infection qui s'étendrait sur plusieurs villages de la vallée du Vardar [1]. La même maladie a été constatée par Cardamatis en Grèce.

---

[1] F. Ulinac, D. Petrovic et C. Babuder, *Yougosl. vet. Glasnik*, VIII, n° 8, 1934, p. 390-420.

Plus à l'Est, la limite de l'aire de dispersion de cette infection suit à peu près la même latitude, mais, en Asie, cette limite est vraisemblablement représentée par une ligne brisée, dont les sinuosités dépendent de l'altitude des régions qu'elle traverse.

Nous ne possédons pas actuellement de caractères sûrs pour pouvoir distinguer les espèces de *Theileria*. Il est douteux qu'on puisse utiliser comme caractère de diagnose leur virulence. Du Toit et K. F. Meyer (²) ont supposé que toutes les theilérias connues ne sont que des souches différentes de la même espèce. Ils ont proposé, néanmoins, pour des raisons pratiques, de conserver pour le moment la division en espèces. Il est prématuré de classer les theilérias d'après leurs hôtes intermédiaires, les tiques qui les transmettent. Une telle classification a été proposée par les auteurs allemands (Reichenow) pour les piroplasmoses du Chien (en Europe et en Orient). Ce principe ne pourrait être appliqué, ne serait-ce que parce qu'actuellement apparaît une tendance à la révision des genres chez les tiques qui nous intéressent ici (*Rhipicephalus*).

Pour des raisons pratiques, il serait préférable de diviser les theilérioses connues d'après la prémunition qu'on obtient après la première infection. A cet égard, il est intéressant de noter l'opinion que E. Sergent et ses collaborateurs ont émise dans leur dernier livre (³) :

« Nous avons montré, par l'épreuve de la prémunition croisée, que l'agent de la theilériose bovine du Moyen-Orient (Palestine, Iran) est spécifiquement identique à *Theileria dispar*. A s'en tenir strictement aux règles de la nomenclature scientifique, *Theileria dispar* Edm. Sergent, A. Donatien, L. Parrot, F. Lestoquard, E. Plantureux, H. Rougebief 1924, apparaît donc aujourd'hui comme un synonyme de *Theileria annulata* Dschunkowsky et Luhs 1904 (*Piroplasma annulatum*) observée en Transcaucasie. »

Cette conclusion des auteurs d'Alger est importante, non pas du point de vue de la synonymie, dont l'intérêt est limité, mais surtout en tant que confirmation du fait que toutes ces infections appartiennent à un groupe spécial de théilérioses, différentes de la fièvre littorale africaine.

Les considérations exprimées ci-dessus permettent d'affirmer que les theilérioses appartenant à ce groupe ont une répartition étendue. Elles existent en Afrique du Nord, en Proche et en Moyen-Orient (Macédoine, Palestine, Iran, Transcaucasie, Caucase du Nord). Et si l'on s'en tient à la conclusion de Yakimoff (⁴), qui concorde aussi avec mon opinion personnelle, *Th. turkestanica* Oboldoueff et Galuzo serait identique à *Th. annulata*. Alors, dans cette aire de

---

(²) *Eleventh international Veterinary Congress*, London, 1930, III, *Reports for sectional meetings*, p. 525-573.

(³) *Étude sur la piroplasmose bovine*, Alger, 1948, p. 556.

(⁴) *Eleventh international Veterinary Congress*, London, 1930, III. *Reports for sectional meetings*, p. 574-599.

dispersion des theilérioses, il faudrait inclure aussi les étendues immenses de l'Asie centrale. Ces régions se rangeraient parmi les foyers passifs de l'infection. A en juger d'après les données bibliographiques, la plupart des theilérioses signalées en Asie jusqu'au littoral chinois de l'Océan Pacifique et jusqu'au Japon appartiennent à ce groupe de maladies.

MICROBIOLOGIE. — *Action inhibitrice de l'oxygène sur l'utilisation de l'azote nitrique, par un bacille aérobie et valeur du potentiel d'oxydo-réduction.* Note (*) de MM. **Adam Képes** et **Maurice Lemoigne**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Bacterium megatherium, aérobie strict, se développe très bien en culture agitée dans un milieu minéral glucosé ne contenant que du nitrate comme source d'azote. Or, cette utilisation de l'azote nitrique est inhibée quand la pression de l'oxygène atteint le triple de ce qu'elle est dans l'air (1).

Nous avons recherché quelle est la valeur du potentiel d'une électrode de platine plongée dans le milieu quand cette inhibition se produit. Nous ne pouvions pas faire cette détermination en cultures agitées : le milieu synthétique glucosé et nitraté (1) a été placé dans des vases de Kluyver, et nous y avons fait barboter soit de l'air, soit de l'oxygène à une température de 30°. Les valeurs du potentiel de l'électrode de platine et du pH furent déterminées par un dispositif automatique décrit antérieurement par l'un de nous (2).

Dans ces conditions, le potentiel n'a pas une signification physique simple, mais l'expérience prouve qu'il est lié très nettement et à la pression de l'oxygène dissous et au développement microbien. Cette corrélation lui confère un intérêt biologique certain.

1° *Cultures avec barbotage d'air.* — On obtient des courbes potentiel-temps ayant l'allure générale indiquée par la courbe *a* du graphique. Le potentiel initial se stabilise en moyenne à + 0,450 V pour un pH de 6,5-6,8. Après un temps de latence variable suivant les essais, la culture commence à se développer et le potentiel descend rapidement pour remonter ensuite. Le minimum atteint est de + 0,135 à 0,190 V environ pour des pH respectivement de 7,5 à 6,9

Ces résultats sont analogues à ceux qu'ont obtenus L. F. Hewitt (3), T. Ishikawa et H. Tsurusaki (4) avec des bactéries aérobies ou facultatives. Par contre, ils ne semblent pas s'accorder avec les conclusions que W. B. Wood,

(*) Séance du 3 mai 1948.

(1) M. Lemoigne, Mme Croson et Mlle Letreis, *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 1058.

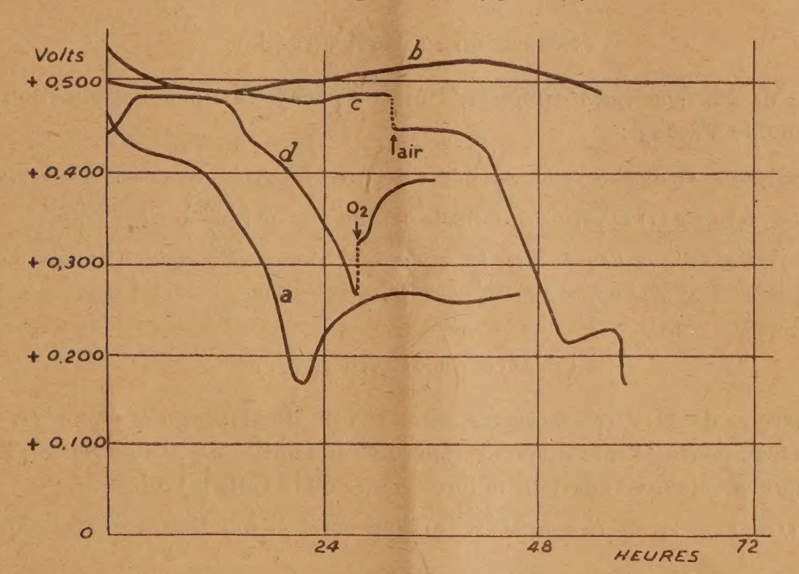
(2) A. Kepes, *Microbiologistes de langue française*. Séance du 4 mars 1948.

(3) *Biochem. Journ.*, **24**, 1930, p. 669.

(4) *Trans. Soc. Pathol. Japon*, **25**, 1935, p. 70.

J. M. L. Wood et I. L. Baldwin ([5]) ont tirées de leurs travaux sur le *B. megatherium*.

2° *Cultures avec barbotage d'oxygène.* — Quand au lieu d'air on fait barboter de l'oxygène, il y a inhibition du développement, absolument comme dans les cultures agitées en atmosphère d'oxygène ([4]).



Cette inhibition concerne bien le système utilisant l'azote nitrique, puisqu'en milieu peptoné l'oxygène n'empêche nullement le développement et que l'on obtient une très belle culture avec chute de potentiel.

Quand en milieu où l'azote nitrique est le seul aliment azoté l'inhibition par l'oxygène a lieu, le potentiel se maintient à environ + 0,500 V pour un pH de 6,5-6,8 (courbe *b*).

Si dans une telle culture, on substitue, au bout d'un certain temps, l'air à l'oxygène, le microbe se développe et simultanément le potentiel baisse normalement (courbe *c*).

Au contraire, une culture faite dans l'air est arrétée par l'oxygène si son développement n'était pas trop avancé (courbe *d*).

En résumé, l'oxygène pur inhibe l'utilisation de l'azote nitrique par *B. megatherium* et, par suite, le développement du microbe quand il n'y a pas d'autre source d'azote, à un potentiel de l'électrode de platine d'environ 0,500 V pour un pH de 6,8 et à une température de 30°.

La séance est levée à 16h. L. B.

([5]) *Journ. of Bact.*, 30, 1935, p. 593.

ERRATA.

—

(Séance du 12 janvier 1948.)

Note de M. *René Saint-Guilhem*, Sur un paradoxe dans l'application du théorème de Vaschy :

Page 394, ligne 24, *au lieu de* des variables entre l, w, θ, C, χ, *lire* des variables l, w, θ, C, χ;

» 394, formule (1) et page 395, formule (2), *au lieu de* $\left(\frac{clw}{\chi}\right)$, *lire* $\left(\frac{Clw}{\chi}\right)$;

» 395, ligne 18, *au lieu de* entre les espèces, *lire* entre les q espèces, et ligne 3 de la Note au bas de la page, *au lieu de* Bridgmann, *lire* Bridgman.

(Séance du 5 avril 1948.)

Remarque de M. *Louis Lapicque*, sur la Note de M. *Auguste Chevalier*, Sur un nouveau genre et une nouvelle espèce de la famille des Rubiacées *Assidora problematica* Chev. vivant dans la forêt vierge de la Côte d'Ivoire :

Page 1119, ligne 17, *au lieu de* Mais, j'ai ainsi observé, *lire* Mais, j'ai aussi observé.

(Séance du 12 avril 1948.)

Note de M. *Eugène Darmois*, Sur les mesures de la constante diélectrique des solutions électrolytiques :

La première ligne de la page 1193 est à *reporter* au début de la page 1195.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1948.

La foudre, par Charles Maurain. Paris, Armand Colin, 1948; 1 vol. 16cm,5.

Essais d'hygiène et de toxicologie industrielles, par René Fabre. Rio de Janeiro, Imprensa nacional, 1947; 1 vol. 23cm (présenté par M. P. Lebeau).

Le Radar (Radio Detecting and Ranging), par R. Faure. Paris, Gauthier-Villars, 1948; 1 vol. 23cm.

A Correlation of Some physical properties of Alkanes and Alkanes boiling Points, molecular volumes and Surface tensions, by Ralph Chase Huston. East Lansing, Michigan State College Press, 1947; 1 vol. 24cm.

Early Days at Mount Wilson, by Walter S. Adams. Extrait de *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Vol. 59, 1947; 1 fasc. 23cm.

Introduction à l'étude des réseaux électriques, par Maurice Parodi. Paris, Société d'Édition d'enseignement supérieur, 1948; 1 fasc. 25cm (préface de M. L. de Broglie).

Le fond d'œil des hypertendus et des cyanosés, par Daniel Routier. Paris, Masson et Cie, 1947; 1 vol. 31cm,5.

Numerische Berechnung der Spannungsverfestigung beim Kaltrecken und Kaltstauchen, par Henry Brandenberger. Zürich, Eidg. Techn. Hochschule, 1947; 1 fasc. 30cm.

Neue Ergebnisse auf dem Gebiete der Material forschung, par Henry Brandenberger. Zürich, Eidg. Techn. Hochschule, 1947; 1 fasc. 30cm.

Neue Grundlagen der Materialprüfung und der Feistigkeitslehre, par Henry Brandenberger, Zürich, Eidg. Techn. Hochschule, 1947; 1 fasc. 30cm.

Les champignons, par Roger Heim. Paris, Éditions Alpina, 1948; 1 vol. 25cm,5.

Étude sur le rôle anticancéreux et antimicrobien du muscle et sur le problème de l'Immunité (Expériences pratiques), par Pierre-Albert Juhan. Paris, 1947; 1 fasc. 24cm.

Institut royal colonial belge. *Mémoires*. Tome XVI. Fasc. 6. *A propos de médicaments antilépreux d'origine végétale*. VIII. *Sur des espèces du genre Acacia* L, par E. de Wildemann. Bruxelles, Librairie Falk, 1947; 1 vol. 24cm.

Technique de l'automatisme appliqué au chauffage, à la réfrigération et au conditionnement de l'air, par F. Ghilardi. Paris, Girardot et Cie, 1948; 1 vol. 24cm.

Bernard Palissy promoteur des applications de la science expérimentale à l'agriculture, par Raoul Cerighelli. Extrait des *Annales de l'Institut national agronomique*, Tome XXXIV. Paris, Institut national agronomique, 1948; 1 vol. 25cm (présenté par M. A. Demolon).

Studier över förlagsinteckningsinstitutet, par Åke Lögdberg. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri Aktiebolag, 1947; 1 vol. 24cm,5.

A New Method for Staining tubercle bacilli applicable also to the micro-organism of leprosy and other acid-fast germs, by Wilhelm Hallberg. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri Ab., 1946; 1 vol. 24cm.

Elliptocyte transfusions as a Method in Studies on Blood Destruction, Blood volume, and Peritoneal resorption, by STURE HEDENSTEDT. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri Ab., 1947 ; 1 vol. 24^{cm}.

On chemical and nutritional differences between casein from human and from cow's milk, by OLOF MELLANDER. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri Ab., 1947 ; 1 vol. 24^{cm}.

The splenic circulation with special Reference to the Function of the Spleen Sinus Wall, by SVEN ERIK BJÖRKMANN. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri, Ab., 1947 ; 1 vol. 24^{cm}.

Foraminifera in the Gullmar fjord and the Skagerak, by HANS HÖGLUND. Uppsala, Appelbergs Boktryckeri Ab., 1947 ; 1 vol. 26^{cm},5.

On two classes of trigonometrical series, by ARNE BROMAN. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri Ab., 1947, 1 vol. 24^{cm}.

Abstammung und domestikation des Hauspferdes, von BENGT LUNDHOLM. Uppsala, Almqvist et Wiksells Bocktryckeri Ab., 1947 ; 1 vol. 25^{cm},5.

Die geographische variation einiger fennoskandischer Lepidopteren, von BJÖRN PETERSEN. Uppsala, Almqvist et Wiksells Boktryckeri Ab., 1947 ; 1 vol. 25^{cm},5.

Studies in the cellulose decomposition by cytophaga, by GÖSTA FÅHROEUS. Uppsala, A.-B. Lundequistska Bokhandeln, 1947 ; 1 vol. 25^{cm},5.

Wave-Theory ! Discovery of the cause of gravitation ! Magnetism, electrodynamics, and other forces of nature obeying the geometrical law of the inverse squares ; with complete mathematical and physical analysis, book 10, by THOMAS J. J. SEE. London, Wheldon et Wesley, Ltd ; Lynn, Mass., Nichols Press ; 1 vol. polycopié 28^{cm}.

Light and Matter, by B. M. SEN. Calcutta, Bombay, Madras, Longmans, Green and Co, 1948 ; 1 vol. 18^{cm}.

The truth about the sun and the universe the most beautiful discovery of the centuries, by ELIE SAVOFF. Mexico, City, 1947 ; 1 fasc. 19^{cm}.

Bibliothèque de philosophie scientifique. *Au seuil de l'ère atomique*, par AUGUSTIN BOUTARIC. Paris, Flammarion, 1947 ; 1 vol. 19^{cm}.

Plantes et animaux utiles de Madagascar, par RAYMOND DECARY, in *Annales du Musée colonial de Marseille*. Premier et dernier fascicule. Marseille, Musée colonial, 1946 ; 1 vol. 25^{cm}.

Histoire d'un marais algérien, par EDMOND et ÉTIENNE SERGENT. Alger, Institut Pasteur d'Algérie, 1947 ; 1 vol. 24^{cm}.

Connaissance des temps ou des mouvements célestes à l'usage des astronomes et des navigateurs pour l'an 1948, publiée par le BUREAU DES LONGITUDES. Paris, Gauthier-Villars, 1948 ; 1 vol. 24^{cm},5.

Union géodésique et géophysique internationale. Association de volcanologie. Septième assemblée générale de Washington. Septembre 1939. Commission géodésique et géophysique de l'État hellénique. *Étude sur le volcanisme de la région de Ferai (Thrace occidentale) pendant le néogène*, par N. LIATSIKAS. Athènes, 1939 ; 1 fasc. 30^{cm}.